

# Optische Eigenschaften UV-induzierter langperiodischer Fasergitter

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena  
von Diplom Physiker Christian Albert Véron,  
geboren am 11. Mai 1967 in Karlsruhe

Gutachter:

1. Prof. Dr. Hartmut Bartelt
2. Prof. Dr. Andreas Tünnermann
3. Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 5.11.2002

Tag der öffentlichen Verteidigung: 26.11.2002

# Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1 Funktionsprinzip eines LPFG . . . . .	4
2.2 Gitter-Herstellung . . . . .	8
2.2.1 Lasereigenschaften der verwendeten Laser . . . . .	9
2.2.2 Maskenverfahren zur Gittererzeugung . . . . .	9
2.2.3 Einzelstrichverfahren zur Gittererzeugung . . . . .	12
2.3 UV-induzierte Brechzahlerrhöhung in Fasern . . . . .	16
2.3.1 Fasercharakteristik der verwendeten Fasern . . . . .	19
2.3.2 Fotoempfindlichkeit der verwendeten Fasern . . . . .	21
2.3.3 Haltbarkeit der Brechzahlinduzierung . . . . .	23
2.4 Experimentelle Aspekte . . . . .	23
2.4.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	23
2.4.2 Typisches LPFG-Spektrum und seine Deutung . . . . .	25
2.4.3 LPFG-Resonanzdiagramm . . . . .	27
<b>3 Modellierung der LPFG-Kopplungen</b>	<b>29</b>
3.1 Fasermodenberechnung . . . . .	30
3.1.1 Skalare Wellengleichung für schwach führende Wellenleiter . . . . .	30

3.1.2	Numerische Lösung der Ausbreitungskonstanten . . . . .	32
3.2	Spektrale Eigenschaften der Kopplungen im LPFG . . . . .	33
3.2.1	Modellierung der LPFG-Resonanzstärken . . . . .	36
3.2.2	Modellierung eines LPFG-Resonanzspektrums . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Spektrale Grundformen von LPFG-Kopplungen</b>	<b>41</b>
4.1	Fasermode-Dispersionsdiagramm . . . . .	41
4.2	Abweichungen der Resonanzbandbreiten . . . . .	43
4.2.1	Vergrößerung der Resonanzbandbreite . . . . .	43
4.2.2	Verringerung der Resonanzbandbreite . . . . .	44
4.3	Verschiebung der Resonanzwellenlänge . . . . .	44
4.3.1	Konstante Resonanzwellenlänge . . . . .	45
4.3.2	Positive Resonanzverschiebung . . . . .	46
4.3.3	Negative Resonanzverschiebung . . . . .	47
4.4	Zweifache Resonanzwellenlänge . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Änderungen der LPFG-Kopplungen</b>	<b>52</b>
5.1	Fasereinflüsse (Dispersion, Brechzahlverteilung) . . . . .	52
5.1.1	Temperaturverhalten der LPFG-Kopplung . . . . .	53
5.1.2	Dehnungsverhalten der LPFG-Kopplung . . . . .	55
5.1.3	Verhalten der LPFG-Kopplung bei Brechzahländerung . . . . .	55
5.1.4	Biegeverhalten der LPFG-Kopplung . . . . .	58
5.1.5	Polarisationsmoden im LPFG . . . . .	59
5.2	Grundlegende Gitter-Typen im LPFG . . . . .	61
5.2.1	Apodisierung im LPFG . . . . .	62
5.2.2	Chirp im LPFG . . . . .	63
5.2.3	Phasensprung im LPFG . . . . .	63
5.2.4	Einfluss des Tastverhältnisses im LPFG . . . . .	65

5.2.5	Harmonische Gitterfrequenzen im LPFG . . . . .	65
5.2.6	Serienschaltung von LPFG . . . . .	67
5.2.7	Überlagerung verschiedener LPFG . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Asymmetrieeffekte bei LPFG</b>	<b>72</b>
6.1	Beobachtung asymmetrischer Kopplungen im Experiment . . . . .	72
6.2	Klassifizierung asymmetrischer Brechzahlverteilungen . . . . .	74
6.2.1	Kernasymmetrie . . . . .	75
6.2.2	Mantelasymmetrie . . . . .	76
6.2.3	Kern-Mantel-Asymmetrie . . . . .	76
6.3	Untersuchungen zur Asymmetrie . . . . .	77
6.3.1	Inhärente Kernasymmetrie . . . . .	77
6.3.2	UV-induzierte Kernasymmetrie . . . . .	81
6.3.3	Nachweis der Kernasymmetrie mit FBG . . . . .	85
6.3.4	Symmetrisierung der LPFG . . . . .	88
6.3.5	Kern-Mantel-Asymmetrie . . . . .	90
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>94</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>96</b>
<b>A</b>	<b>Herleitung der skalaren Wellengleichung</b>	<b>102</b>
A.1	Zeitunabhängige Maxwellgleichungen . . . . .	102
A.2	Separation der Wellenfelder . . . . .	103
A.3	Feldkonvention in nichtabsorbierenden Medien . . . . .	103
A.4	Feldrelation zwischen hin- und rücklaufenden Moden . . . . .	104
A.5	homogene Vektorwellengleichung . . . . .	104
A.6	Skalare Wellengleichung für schwach führende Wellenleiter . . . . .	105

<b>B</b>	<b>Theorie gekoppelter Moden</b>	<b>106</b>
B.1	Allgemeine Koppelgleichung für gestörte Wellenleiter . . . . .	106
B.2	Allgemeine Bewegungsgleichung der langsam veränderlichen Amplituden . . .	107
B.3	Lineare Störpolarisation . . . . .	108
B.3.1	Modenkopplung bei 2 Fasernmoden . . . . .	109
B.3.2	Bewegungsgleichungen bei harmonischen Brechzahlgittern . . . . .	110
B.3.3	Lösung der Bewegungsgleichungen für ein homogenes Gitter . . . . .	112

# Kapitel 1

## Einleitung

Ein Fasergitter entsteht durch eine periodische Brechzahlmodulation entlang des Kerns einer Lichtleitfaser. Liegt die Periode dieser Brechzahlmodulation im Bereich von einigen hundert Nanometern, handelt es sich um ein Faser-Bragg-Gitter (FBG). Dieses wirkt als frequenzselektives Reflexionselement für eine im Kern der Faser geführte Mode [38]. Nimmt die Periode dagegen Werte zwischen typischerweise  $50\mu m$  und  $1mm$  an, bezeichnet man die Brechzahlmodulation als langperiodisches Fasergitter (LPFG). Die Brechzahlmodulation wirkt in diesem Fall als ein nichtreflektierendes optisches Filter in Transmission für Licht, dessen Wellenlänge in der Faser einer Resonanzbedingung zwischen der reziproken Gitterperiode, dem Ausbreitungskoeffizienten der fundamentalen Kernmode und dem einer überwiegend im Mantel geführten Mantelmode genügt. Ein LPFG stellt somit in seiner einfachsten Form ein faserintegriertes, spektral selektives Transmissionsfilter dar.

Die Herstellung der langperiodischen Fasergitter wird durch UV-induzierte Brechzahländerungen, wie sie von der Faser-Bragg-Gitterherstellung bekannt sind [44], ermöglicht. Bei entsprechender UV-Fotoempfindlichkeit des Faserkerns kann eine z.B. durch eine Amplitudenmaske erzeugte Intensitätsmodulation als Brechzahlmodulation in die Faser übertragen werden. Die optischen Eigenschaften eines LPFG hängen dabei stark von den Fasermoden der verwendeten Faser und der räumlichen Struktur der im Faserkern erzeugten Brechzahlmodulation ab. Sie bilden das zentrale Thema dieser Arbeit.

Die Entwicklung der Fasergitter begann 1978, als Hill et al. [42] die ersten Faser-Bragg-Gitter durch eine stehende Welle in einer Faser mit einem Argon-Laser erzeugten. 1989 gelang G. Meltz et al. mit der seitlichen Einschreibmethode der technologische Durchbruch, der die Erzeugung nahezu beliebige Gitterperioden erlaubte [72]. An die rasante Entwicklung der FBG, deren Gitterperioden in Bereich um einige hundert Nanometern liegen, schloß sich, getrieben durch die zahlreichen Anwendungsgebiete der FBG in der Telekommunikation und Sensorik, die Entwicklung neuer Gittertypen (z.B. schräg gestellte Gitter) an. In Jahre 1996 wurden von

Vengsarkar et al. Gitter realisiert, deren Perioden zwei Größenordnungen über denen von FBG lagen und die ausschließlich in Transmission wirkten [100]. Diese als langperiodische Fasergitter bezeichneten Elemente wirken als Band-Sperrfilter und sind für die Telekommunikation und die Sensorik von großem Interesse. Sie erzeugen eine Verkopplung von Kern- mit Mantelmoden. Diese Verkopplung war bis dahin nur als störender Effekt bei Faser-Bragg-Gittern betrachtet worden. Seit dieser Zeit entwickeln sich die LPFG parallel zu den nun immer komplexer werdenden FBG. Die langperiodischen Gitter erweitern dabei das Spektrum der möglichen Anwendungen von Fasergittern in der Sensorik und in der Telekommunikation. Sie lassen sich auch mit Faser-Bragg-Gittern zu komplexen, faserintegrierten, optischen Funktionselementen verbinden [79, 30].

Ziel dieser Arbeit ist es, das Verständnis über die grundlegenden optischen Eigenschaften der UV-induzierten langperiodischen Fasergitter zu verbessern. Die vorliegende Arbeit reiht sich dabei in die Klärung der vielseitigen Eigenschaften der langperiodischen Gitter ein, die erst 1996 weltweit mit der ersten Veröffentlichung zu LPFG von Vengsarkar et al. begann [100]. Im Besonderen sind die grundlegenden spektralen Eigenschaften der LPFG von Interesse, die aus der Struktur der Fasermode und der UV-induzierten Brechzahlverteilung hervorgehen. Die transversale Fasergeometrie hat dabei einen starken Einfluss auf die Fasermode und damit auf die spektralen Eigenschaften. Zur Bewertung dieses Einflusses ist eine gute Modellierung der Faser mit ihren Moden erforderlich. Eine solche Modellierung lässt sich mit Hilfe der bekannten skalaren Wellengleichung [91] für den Fall beliebiger, schwach führender, rotations-symmetrischer Faserstrukturen nur auf numerischem Wege durchführen. In Verbindung mit Brechzahlmessungen aus der Faserherstellung und der Theorie der gekoppelten Moden (CMT) [91] lassen sich komplexe LPFG-Spektren berechnen und mit dem Experiment vergleichen. Ein direkter Vergleich eines über einen großen Spektralbereich modellierten LPFG-Spektrums mit dem Experiment ist in der vorliegenden Form aus der Literatur bisher nicht bekannt.

Parallel zur Modellierung wurden LPFG in mehrere, am Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) hergestellte, UV-fotosensitive Fasern eingeschrieben und untersucht. Zur Erzeugung der Brechzahlgitter wurde die Infrastruktur der FBG-Herstellung am IPHT genutzt und für die LPFG-Herstellung erweitert. In Anlehnung an Herstellungsmethoden der FBG, entwickelten sich zwei praktische Herstellungsmethoden für LPFG: die Masken- und die Punkt-zu-Punkt Methode.

Ein Großteil dieser Arbeit zeigt verschiedene grundlegende spektrale Eigenschaften der LPFG in Abhängigkeit ihrer Herstellungsparameter wie Länge, Periode, Tastverhältnis und Kontrast auf. Dies erfolgt immer in Verbindung mit der eigentlichen Faserstruktur, die die Moden und damit die Kopplung im Gitter bestimmt. Die aus der Kombination von Modellierung und



Experiment gewonnenen Erkenntnisse über Doppelresonanzen ergänzen sich gut mit kürzlich publizierten Resultaten anderer Forschergruppen. Weiter hat sich durch diese Kombination gezeigt, dass einige im Experiment auftauchende Resonanzen auf eine Asymmetrie der Faser zurückzuführen sind. Asymmetrien in Fasern und Fasergittern, die bei der Herstellung nicht immer zu vermeiden sind, können dabei erheblichen Einfluss auf den spektralen Verlauf der LPFG haben. Sie waren bisher nur bei FBG bekannt und dort nur teilweise untersucht worden. Der letzte Teil dieser Arbeit widmet sich der Problematik der Asymmetrie beim langperiodischen Fasergitter.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die Grundlagen der langperiodischen Fasergitter behandelt. Nach einer Einführung in das Funktionsprinzip und in die Herstellungsmethoden, wird kurz auf die Eigenschaften der zum Einschreiben verwendeten UV-Laser und UV-fotoempfindlichen Fasern eingegangen. Danach folgt die Beschreibung des experimentellen Aufbaus, eines typischen Transmissionspektrums und einer Auswertung zahlreicher LPFG-Spektren für eine Faser in Form eines Resonanzdiagramms. Kapitel 3 stellt die Modellierung mit ihren theoretischen Grundlagen vor. Sie unterteilt sich in einen faserspezifischen Teil, der die modalen Eigenschaften der Faser beschreibt, und einen Gitteranteil, der die Kopplung der Fasermoden im Gitter mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden erfasst. Die im Experiment auftretenden unterschiedlichen spektralen Resonanzverläufe werden in Kapitel 4 in Verbindung mit ihrer Modellierung erläutert. Kapitel 5 versucht die zahlreichen optischen Eigenschaften der LPFG in 2 Klassen zu unterteilen: die durch die Fasermoden bestimmten und die durch das Gitter bestimmten Eigenschaften. Im Kapitel 6 wird auf Effekte eingegangen, die durch Asymmetrien in der Faser oder im LPFG hervorgerufen werden und die auch eine Erklärung für Besonderheiten im experimentellen LPFG-Spektrum bei einigen untersuchten Fasern geben. In der Zusammenfassung (Kapitel 7) findet die Arbeit ihren Abschluss.

# Kapitel 2

## Grundlagen

Eine in den Kern einer optischen Faser eingebrachte periodische Brechzahlmodulation wird allgemein als Fasergitter bezeichnet. Bei Faser-Bragg-Gittern (FBG) liegt die Periode dieser Brechzahlmodulation im Bereich von einigen hundert Nanometern. Bei langperiodischen Fasergittern (LPFG) hingegen liegt die Periode typischerweise zwischen  $50\mu m$  und  $1mm$ . Anders als bei FBGs, bei denen Licht einer vorwärtslaufenden Fasermode in eine rückwärtslaufende gekoppelt wird, werden im LPFG zwei vorwärtslaufende Moden miteinander verkoppelt.

Die LPFG bilden das zentrale Thema dieser Arbeit. In diesem Kapitel soll deren Funktionsweise und praktische Herstellung vorgestellt werden. Hierzu sind UV-Laser und fotosensitive Fasern notwendig, die mit ihren relevanten Parametern beschrieben werden. Am Ende dieses Kapitels wird auf die verwendete experimentelle Auswertemethode der LPFG eingegangen.

### 2.1 Funktionsprinzip eines LPFG

Das Prinzip der LPFG beruht auf der resonanten Kopplung zweier in Vorwärtsrichtung laufender Fasermode einer üblicherweise schwach führenden Faser. Für diese Fasern hat sich die Beschreibung der Lichtausbreitung in Form linear polarisierter Moden (*LP*-Moden) [33] durchgesetzt, deren Notation  $LP_{mp}$  durch den Index  $p$  die azimutale und den Index  $m$  die radiale Ordnung der Mode beschreibt. Generell sind in der Faser geführte Moden orthogonal und koppeln erst durch eine Störung untereinander. Wird diese Störung z.B. durch eine periodische Brechzahlmodulation im Kern einer Faser (Brechzahl  $n_K$ ) erzeugt, kommt es zu einem Energieaustausch der Moden. Die an der Kopplung beteiligten Moden sind bei LPFG in der Regel eine im Faserkern geführte Mode (z.B.  $LP_{01}$ ) und eine im Fasermantel laufende Mantelmode, der mit einer kleineren Außenbrechzahl als der Mantelbrechzahl gleichfalls einen Wellenleiter bildet (Bild 2.1). Die Außenbrechzahl ist bei einer abgemantelten Faser die Brechzahl der umgebenden Luft. Für die  $i$ -te Mantelmode soll die Notation  $LP_{mp}^{(i)}$  gelten.

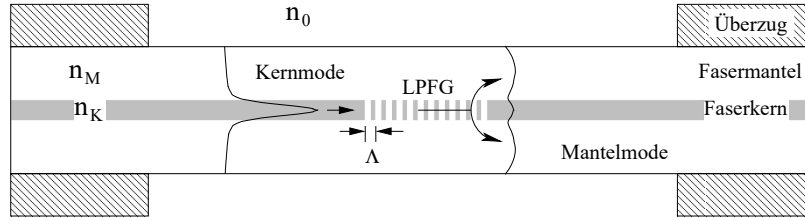


Abb. 2.1: Schematische Modenkopplung im LPFG.

Ist der Ausbreitungskoeffizienten  $\beta_{01}$  der Kernmode  $LP_{01}$  mit dem Ausbreitungskoeffizienten  $\beta_{mp}^{(i)}$  der  $i$ -ten Mantelmode  $LP_{mp}^{(i)}$  über den reziproken Gittervektor  $k_G = 2\pi/\Lambda$  eines LPFG mit der Periode  $\Lambda$  phasenangepasst, d.h.  $\Delta\beta^{(i)} \equiv \beta_{01} - \beta_{mp}^{(i)} = 2\pi/\Lambda$ , dann koppelt im Faserkern geführtes Licht in die  $i$ -te im Fasermantel geführte Mantelmode. Bezeichnet  $n_{01}$  die effektive Brechzahl der Kernmode und  $n_{mp}^{(i)}$  die der  $i$ -ten Mantelmode, wird aus der Phasenanpassungsbedingung mit  $\beta_{01} = 2\pi n_{01}/\lambda$  und  $\beta_{mp}^{(i)} = 2\pi n_{mp}^{(i)}/\lambda$  die für LPFG in Transmission allgemein gültige Resonanzbedingung:

$$\boxed{\lambda_r^{(i)} = (n_{01} - n_{mp}^{(i)})\Lambda} \quad (2.1)$$

Bei dieser Beziehung handelt es sich um eine implizite Gleichung für die Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$  der  $i$ -ten Kern-Mantelmodenkopplung, da die effektiven Brechzahlen durch die Dispersion der Faser (Material- und Wellenleiterdispersion) wellenlängenabhängig sind. Das in die Mantelmoden gekoppelte Licht ist sehr sensitiv auf den Außenbereich des Fasermantels und wird bei Auftreffen auf die Stelle mit Überzug, welcher üblicherweise eine höhere Brechzahl als der Mantel besitzt, abgestrahlt. Es kommt in Transmission zu Einbrüchen bei den Wellenlängen, an denen die Resonanzbedingung (2.1) erfüllt wird. Schematisch ist die Phasenanpassung nochmal für eine feste Wellenlänge  $\lambda$  in Bild 2.2 verdeutlicht:

Betrachtet man das Spektrum aller Modenausbreitungskoeffizienten im Phasenraum (Abb. 2.2), so liegen die diskreten Kernmodenkoeffizienten zwischen  $2\pi n_K/\lambda$  und  $2\pi n_M/\lambda$ , wenn  $n_K$

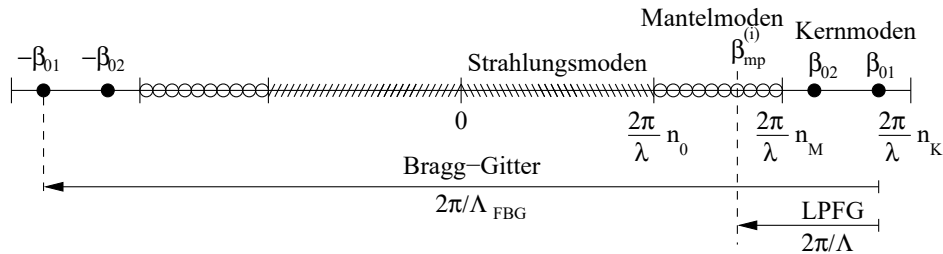


Abb. 2.2: Phasenanpassung im LPFG und im FBG.

die Kernbrechzahl und  $n_M$  die Mantelbrechzahl ist. Daran schließt sich der Bereich der Mantelmoden an, deren Modenkoeffizienten zwar noch diskret, aber schon sehr zahlreich sind. Diese

Modenkoeffizienten liegen zwischen  $2\pi n_M/\lambda$  und  $2\pi n_0/\lambda$ , mit  $n_0$  als Brechzahl im Außenbereich der Faser (z.B. Luft). Über den reziproken Gittervektor  $k_G$  kann nun eine Kernmode mit einer Mantelmode in Resonanz geraten. Die Phasenbeziehung ist somit gegeben durch  $\Delta n^{(i)} = \lambda_r^{(i)}/\Lambda$ , wobei  $\Delta n^{(i)} = n_{01} - n_{mp}^{(i)}$  den Unterschied in den beiden effektiven Brechzahlen der beteiligten Moden bezeichnet. Bei einer anderen Wellenlänge ändern sich die Positionen der Ausbreitungskoeffizienten im Phasenraum und eine andere Mantelmode ist nun über den konstanten Gittervektor resonanzfähig. Der spektrale Abstand  $\Delta\lambda_r$  der Resonanzeinbrüche in Transmission ergibt sich aus dem Unterschied der Brechzahldifferenzen  $\delta n = \Delta n^{(i)} - \Delta n^{(i+1)}$  zu  $\Delta\lambda_r = \delta n \Lambda$ .

Die Kopplungen im LPFG sind nicht nur auf Kern-Mantelmodenkopplungen beschränkt. Wird z.B. bei einer konstanten Wellenlänge, bei der auch eine 2. Kernmode ( $LP_{02}, \beta_{02}$ ) ausbreitungsfähig ist, die Gitterperiode größer gewählt, als es zur Verkopplung der Grundmode  $LP_{01}$  mit der ersten Mantelmode notwendig wäre, so kann auch die 2. Kernmode über das Gitter mit der Grundmode wechselwirken. Hierzu muß die Resonanzbedingung (2.1) für die Differenz der effektiven Kernmodenbrechzahlen erfüllt sein. Auf diese Weise kann ein Modenkoppler für zwei Kernmoden realisiert werden [60].

Zum Vergleich ist in Bild 2.2 auch die Kopplung einer Kernmode ( $\beta_{01} = 2\pi n_{01}/\lambda$ ) mit einer in die Gegenrichtung laufenden Kernmode ( $-\beta_{01}$ ) über ein Faser-Bragg-Gitter (FBG) eingezeichnet. Dort sind allerdings die Gitterperioden  $\Lambda_{FBG}$  durch die für FBG gültige Resonanzbeziehung  $\lambda_b = 2n_{01}\Lambda_{FBG}$  um einige Größenordnungen kleiner [38]. Zu bemerken wäre an dieser Stelle, dass die LPFG nur in Transmission wirken (keine Reflexion), wohingegen die FBG in beide Richtungen wirken, da dort Licht bei der Resonanzwellenlänge  $\lambda_b$  reflektiert wird und somit in Transmission fehlt.

## Mantelmodenkopplung bei FBG

Kopplungen zwischen Kernmode und Mantelmoden treten auch bei Faser-Bragg-Gittern auf. Dort koppelt die vorwärtslaufende Kernmode allerdings an rückwärtslaufende Mantelmoden. Wie aus Bild 2.2 ersichtlich, tritt eine FBG-Reflexion an der Wellenlänge  $\lambda_b$  im Spektrum auf, an der die Bragg-Bedingung  $\lambda_b = 2n_{01} \cdot \Lambda_{FBG}$  erfüllt wird. Andererseits werden auch Reflexionen an Stellen auftreten, an denen  $\lambda = (n_{01} + n_{mp}^{(i)})\Lambda_{FBG}$  erfüllt wird. Diese Bedingung ist bei FBG, bei denen die Gitterperiode üblicherweise im Bereich mehrerer hundert Nanometer liegt im kürzerwelligen Bereich erfüllt. Die Kopplung an rückwärtige Mantelmoden ist im Allgemeinen sehr schwach und kommt erst bei sehr starken Faser-Bragg-Gittern zum Vorschein. In Abb. 2.3 ist der für Mantelmodenkopplung typische Resonanzkamm an der kurzwelligen Seite des Braggreflexes gut zu erkennen. Er kann als erste Orientierung für die spektrale La-

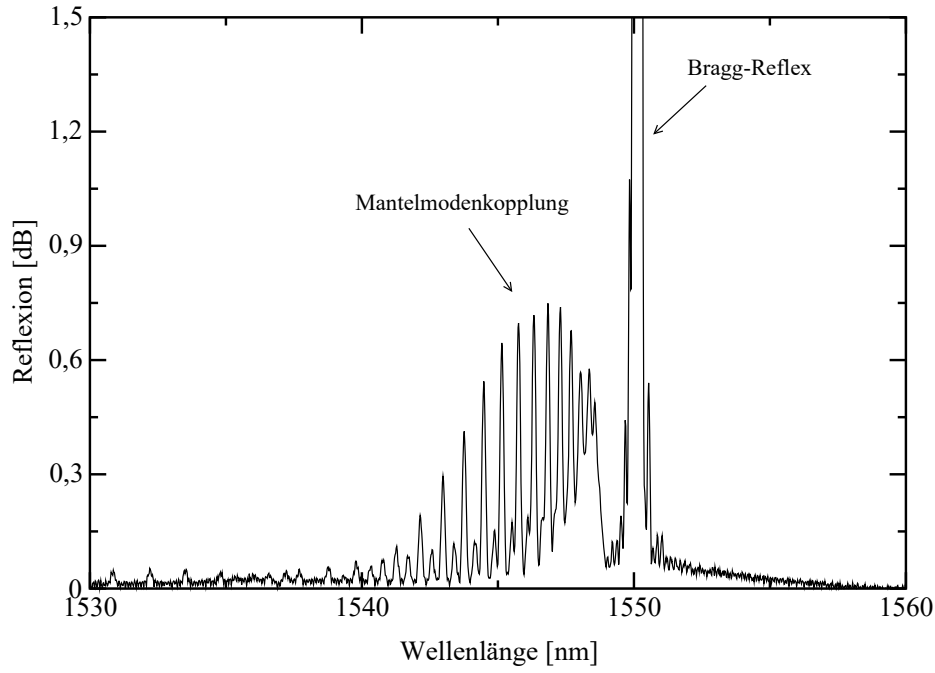


Abb. 2.3: FBG-Reflexionsspektrum mit Mantelmodenkopplung.

ge der Mantelmoden bzw. deren effektive Brechzahlen  $n_{mp}^{(i)}$  ausgewertet werden. Die effektive Kernbrechzahl  $n_{01}$  lässt sich aus der Lage des Bragg-Reflexes ziemlich genau berechnen. In Kenntnis dieser lassen sich dann wiederum die effektiven Mantelmodenbrechzahlen ermitteln.

Beispielsweise liegt nach Bild 2.3 der Bragg-Reflex bei  $\lambda_b = 1550,11nm$  woraus sich mit einer bei der Bragg-Gitterherstellung verwendeten Phasenmaske der Periode  $\Lambda_{PM} = 2\Lambda_{FBG} = 1066,1nm$  eine effektive Kernmodenbrechzahl von  $n_{01} = \lambda_b / 2\Lambda_{FBG} = 1,4540$  errechnen lässt. Diese Kernmodenbrechzahl gilt streng genommen nur für die Wellenlänge  $\lambda = 1550,11nm$ , kann aber näherungsweise auch für Wellenlängen um  $1550nm$  verwendet werden, da sich in diesem Wellenlängenbereich die Kernmode durch eine geringe Dispersion nur wenig ändert. Die erste Kern-Mantelmodenkopplung tritt bei  $\lambda_r^{(1)} = 1548,56nm$  auf. Daraus lässt sich die effektive Modenbrechzahl der an der Kopplung beteiligten Mantelmode  $i = 1$  berechnen nach  $n_{02}^{(1)} = \lambda_r^{(1)} / \Lambda_{FBG} - n_{01} = 1548,56nm / 533,05nm - 1,4540 = 1,4511$ . Diese dient nun als Anhaltspunkt für die Kopplung im langperiodischen Gitter mit  $\Lambda = \lambda_r^{(1)} / (n_{01} - n_{02}^{(1)}) = 1548,56nm / 0,0029 = 533,99\mu m$ . Es wäre somit für die verwendete Faser ein langperiodisches Gitter der Periode  $\Lambda = 533,99\mu m$  notwendig, um eine Kopplung der Kernmode mit einer in Vorwärtsrichtung laufenden Mantelmode  $i = 1$  bei  $\lambda_r^{(1)} = 1548,56nm$  herbeizuführen. Die Kopplung der Kernmode mit der nächsten Mantelmode ( $i = 2$ ) erfolgt im Faser-Bragg-Gitter bei  $\Lambda = 1548,36nm$  und folglich ist  $n_{03}^{(2)} = 1548,36nm / 533,05nm - 1,4540 = 1,4507$ . Daraus ergibt sich für die Kopplung im langperiodischen Gitter die Resonanzwellenlänge zu  $\lambda_r^{(2)} = \Lambda(n_{01} - n_{03}^{(2)}) = 533,99\mu m(1,4540 - 1,4507) = 1762,2nm$ . Bei konstanter Modenbrech-

zahl würde die nächste Mantelmode erst bei viel höheren Wellenlängen mit der Kernmode koppeln. Der spektrale Abstand  $\Delta\lambda_r^{(i)}$  der Mantelmodenkopplungen im FBG dehnt sich im LPFG um den Faktor  $\Lambda/\Lambda_{FBG} \approx 100$  aus. Für den spektralen Abstand im LPFG spielt hierbei die Dispersion eine entscheidende Rolle. Die aus den Bragg-Reflexen ermittelten effektiven Werte spiegeln nur die Modenbrechzahlen in der Umgebung der Koppelwellenlänge im Bragg-Gitter wieder. Für die Kopplung im langperiodischen Gitter werden die Resonanzen an davon stark abweichenden Wellenlängen liegen. Die an diesen Wellenlängen existierenden effektiven Brechzahlen der Kern- und Mantelmoden sind aber nicht genau bekannt und können aufgrund der Dispersion der Moden beträchtlich von den durch die Bragg-Reflexe ermittelten Werten abweichen. Dennoch liefern die Bragg-Reflexe einen guten Anhaltspunkt für erste Versuche an unbekannten Fasern. Nebenbei sei bemerkt, dass die Mantelmodenkopplung bei Faser-Bragg-Gittern ein lästiger Störeffekt ist, den es zu unterdrücken gilt [19], wohingegen er bei den langperiodischen Gittern ja gerade Grundlage des Funktionsprinzips ist.

## 2.2 Gitter-Herstellung

Für die Herstellung der langperiodischen Brechzahlmodulation (Gitter) gibt es inzwischen 3 gängige Verfahren: das Maskeneinschreiben, das Linseneinschreiben und das thermische Einschreiben. Die beiden erstgenannten Verfahren beruhen auf der UV-induzierten Brechzahländerung in fotoempfindlichen Faserkernen. Dabei wird die Faser seitlich zu ihrer Längsachse mit intensivem UV-Laserlicht bestrahlt und über eine Maske oder eine Linse wird dann, durch diverse Umwandlungsprozesse im Faserkern, eine Brechzahlmodulation erreicht. Als UV-Quelle dient z.B. ein Excimerlaser bei  $\lambda = 248nm$  mit typischen Pulsenergien von  $150 - 300mJ$  oder ein verdoppelter Argon-Ionen-Laser bei  $\lambda = 244nm$  mit  $100 - 500mW$ . Brechzahlveränderungen für die Gittererzeugung wurden auch schon außerhalb des UV-Bereiches bei  $\lambda = 800nm$  mit einem Ultra-Kurzpuls-Infrarotlaser erreicht [56].

Beim thermischen Verfahren wird die Faser durch einen  $CO_2$ -Laser [12] oder einen Lichtbogen [15] lokal erhitzt. Es kommt dabei zur Spannungsdoppelbrechung bzw. Ausdiffusion von Dotanden im Faserkern, wodurch sich die Brechzahl an diesen Stellen ändert [108]. Aus der Literatur sind weiter Verfahren zur Erzeugung langperiodischer Brechzahlstörungen über thermische Faserverformung [46], Ionen-Implantation [32] oder dem periodischen Abätzen der Faser [64] bekannt.

Im Weiteren wird nur auf das Masken- und Linseneinschreiben näher eingegangen; zum einen weil sie die Grundlage der eigenen Versuche bilden, zum anderen weil sie in der weltweiten Gitterherstellung am häufigsten durchgeführt werden.

### 2.2.1 Lasereigenschaften der verwendeten Laser

Für die Herstellung der in dieser Arbeit beschriebenen Fasergitter wurden ein kommerzieller Excimer-Laser Compex 150T vom Typ MOPA<sup>1</sup> der Firma Lambda Physik bei einer Wellenlänge von  $248nm$  mit Pulsenergien bis  $300mJ$  bzw. ein verdoppelter Argon-Ionen-Laser Innova Sabre FRED der Firma Coherent mit  $\lambda = 244nm$  und einer Leistung bis  $500mW$  verwendet. Der Excimerlaser ist ein Puls laser mit Puls dauern um die  $20ns$  bei Repetitionsraten  $< 50Hz$ , wohingegen der Argon-Ionen-Laser ein reiner CW-Laser ist. Beim Argon-Laser dient ein im Laserresonator eingebauter BBO-Kristall zur Frequenzverdopplung. Der Grundresonator ist auf eine Wellenlänge von  $488nm$  im TEM<sub>00</sub>-Modus eingestellt.

Die Kohärenzeigenschaften der verwendeten Laser spielen bei den üblichen Einschreibtechniken von LPFG keine Rolle und sollen deshalb hier nicht weiter ausgeführt werden.

Anderes gilt für die Strahlgeometrie. Sie beeinflusst die Erzeugung der Gitter im Faserkern in Bezug auf die verwendeten Herstellungsverfahren, wie in den nachfolgenden Abschnitten näher erläutert wird. Der Excimerlaser hat in einer zur Pulsausbreitung transversalen Ebene in der einen Richtung (Horizontale) einen fast Top-Hat-förmigen Strahlverlauf mit einer Strahlbreite von ca.  $1cm$ . In der dazu senkrechten Richtung dieser Transversalebene (Vertikale), ist er gaußförmig mit einer Strahlhöhe von ca.  $2cm$ . Die Divergenz beträgt  $< 0.2mrad$ . Der Strahl des Argon-Lasers hat im Gegensatz dazu nur ein Fläche von ca.  $1mm \times 1mm$  mit einer Divergenz von  $0.6mrad$ . Durch die Frequenzverdopplung im BBO-Kristall wird der Gauß-Strahl des TEM<sub>00</sub>-Modus allerdings in horizontaler Richtung verformt (Walk-Off). Diese Deformation wird am Laserausgang durch eine Zylinderlinse kompensiert, woraus sich eine in horizontaler Richtung veränderte Strahlform ergibt. Am Laserausgang ähnelt die Strahlform einer Fernfeldverteilung eines Spaltes. In vertikaler Richtung bleibt der Strahl gaußförmig. In der Tabelle (2.1) sind diese Unterschiede nochmals gegenübergestellt.

### 2.2.2 Maskenverfahren zur Gittererzeugung

Diese Art der Gitter-Herstellung hat sich aus der Herstellung von Faser-Bragg-Gittern entwickelt [72]. Hierbei wird die zu beschreibende fotoempfindliche Faser seitlich an eine Maske angelegt und anschließend durch die Maske mit UV-Laserlicht bestrahlt (Abb. 2.4). Die Maske besteht aus einer auf einem Glassubstrat aufgetragenen metallischen Schicht (Chrom oder Kupfer), in die durch übliche Belichtungs- und Ätztechniken eine Gitterstruktur eingebracht wurde. Diese Gitterstruktur wird anschließend direkt durch das Belichten auf die Faser übertragen. Beim Einschreibprozess moduliert die an die Faser angelegte Maske den UV-Laserstrahl

---

<sup>1</sup>Master Oscillator and Power Amplifier

Tab. 2.1: Typische Laserdaten der zum Gittereinschreiben verwendeten Laser

Bezeichnung	SabreFRED	Compex 150T
Typ	Ar <sup>+</sup> verdoppelt	KrF Excimer
Wellenlänge $\lambda$ [nm]	244	248
Strahlbreite [mm]	0.8	10
Strahlhöhe [mm]	0.8	20
Divergenz [mrad]	0.6	< 0.2
Pulsenergie [mJ]	-	300
Pulslängen [ns]	cw	ca. 22
Leistung [W]	0.3	13 <sup>a</sup>

<sup>a</sup>mittlere Leistung bei 22ns-Pulsen und maximaler Repetitionsrate von 50 Hz.

in seiner Intensität. An den belichteten Stellen steigt die Brechzahl an und erzeugt somit in Längsrichtung der Faser ein Brechzahlgitter. Über die Maske können die Gitterparameter: Periode und Tastverhältnis bestimmt werden. Üblicherweise wird mit einem Tastverhältnis von 1:1 gearbeitet. Der Einfluss des Tastverhältnisses auf die spektralen Gittereigenschaften wird in einem späteren Kapitel behandelt. Die Maske kann auch direkt auf die Faser aufgebracht werden [85], verliert dadurch allerdings ihre mehrfache Verwendbarkeit.

Das Gitterwachstum wird in Echtzeit während des Einschreibprozesses verfolgt. Dazu wird an einem Ende der Einschreibfaser ein breitbandiges Licht-Spektrum einer Weißlichtquelle eingekoppelt und das Transmissionsspektrum am anderen Ende mit einem optischen Spektren-Analysator (OSA) ausgewertet (siehe Abb.2.4).

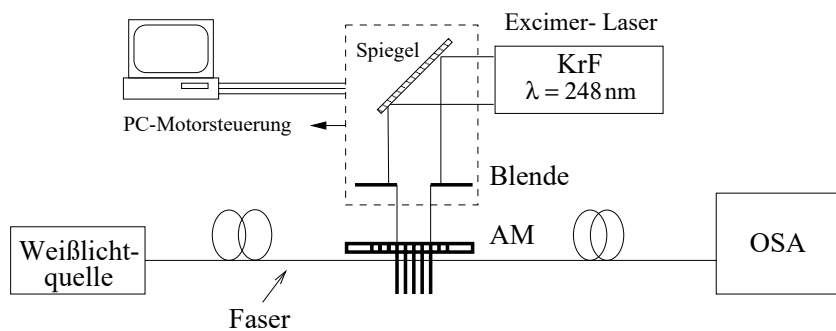
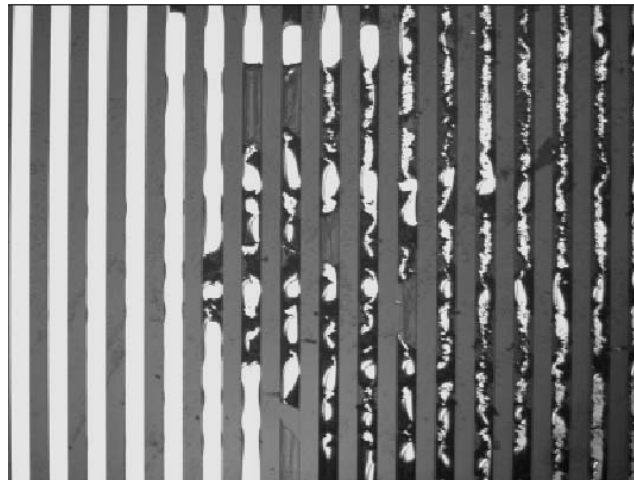


Abb. 2.4: Schematischer Aufbau beim Maskeneinschreiben.

Die Länge des Gitters wird über das so genannte Scanning-Verfahren kontrolliert. Dabei wird der UV-Schreibstrahl während der Belichtung in lateraler Richtung der Faser über die Maske hinwegbewegt. Dazu muß die Gitterstruktur auf der Maske lang genug sein. Die Scanningmethode ist aus der FBG-Herstellung bekannt [71]. Bei der Maskenherstellung legt die Maske die



Gitterperiode und das Tastverhältnis fest. Somit kann das Brechzahlgitter beim Einschreiben höchstens noch in seiner Länge, seiner Belichtungsstärke (Apodisierung) oder in seiner Phasenlage (bei Mehrfachgittern) beeinflusst werden. Um die Schreibzeiten zu verkürzen, wird vorzugsweise mit einem breiten Strahl, wie er beim Excimerlaser vorhanden ist, gearbeitet. Untersuchungen zur UV-Empfindlichkeit der verwendeten Fasern haben gezeigt, dass hohe Einzelpulsdosen bei der Verwendung von Excimerlasern zum Einschreiben günstiger als niedrige Einzelpulsdosen sind und die Empfindlichkeit der Faser zu Beginn der Belichtung am Größten ist [38]. Die verwendbare Intensität des Schreibstrahls ist allerdings durch die Haltbarkeit der Maske nach oben eingeschränkt. Die Chromschicht nimmt ab einer Puls-Energie  $> 100mJ$  Schaden und es kommt zur Ablation des Chroms auf dem Glasträger (Abb.2.5). Beim Einschreiben mit dem verdoppelten Argon-Ionen-Laser hält die Maske einer CW-Leistung von  $300mW$  stand, fängt bei höherer Leistung dann aber ebenfalls an zu degradieren.



*Abb. 2.5: Schaden an der Chromschicht einer Amplitudenmaske durch UV-Bestrahlung (Chrom als helle Streifen sichtbar).*

Um dieser Einschränkung zu entgehen, können kommerzielle dielektrische Laserspiegel als Maske verwendet werden, in die vorher durch ein Belichtungs- und Ätzverfahren die Gittervorlage strukturiert wurde [76].

### **Einfluss der Beugung beim Maskeneinschreiben**

Zur Gitterherstellung wird UV-Licht der Wellenlänge um  $240nm$  verwendet. Die Gitterperiode variiert zwischen  $50\mu m$  und  $1mm$ . Die verwendeten Fasern besitzen typischerweise einen  $5\mu m$ -Kern, der in einem Mantel von  $125\mu m$ -Durchmessern zentriert liegt. Da beim Gittereinschreiben die Faser unmittelbar an die Maske angelegt wird, soll hier eine Abschätzung für den Einfluss der Beugung auf die Gitterabbildung in Kernnähe erfolgen, die sich auf das Tastverhältnis und den Kontrast der im Faserkern erzeugten Gitterstruktur auswirken würden.

Der Gültigkeitsbereich für die Fresnelbeugung ist nach [87] gegeben durch:

$$\frac{N_F \Theta_m^2}{4} \ll 1 \quad (2.2)$$

mit der Fresnelzahl  $N_F = a^2/\lambda d$  und dem größten Öffnungswinkel  $\Theta_m \approx a/d$ , für eine Öffnung der Breite  $a$  bei einem Abstand  $d$  mit Licht der Wellenlänge  $\lambda$ .

Bei einem Abstand  $d = 60\mu m$  der Maske vom Faserkern, einer Wellenlänge von  $\lambda = 244nm$  und einer Masken-Stegbreite ( $=1/2$  Gitterperiode) von  $a = 500\mu m$  erhält man:

$$N_F = 1,71 \cdot 10^4; \Theta_m = 8,3rad \quad \text{und somit} \quad \frac{N_F \Theta_m^2}{4} = 2,95 \cdot 10^5 \gg 1.$$

Bei großen Gitterperioden ist die Fresnelnäherung nicht erfüllt, d.h. höhere als quadratische Terme in der Entwicklung der Transferfunktion bei der Abbildung eines Spaltes können, anders als im Fall der Fresnelnäherung, nicht vernachlässigt werden. Auch für sehr kleine LPFG-Perioden  $a = 25\mu m$  wird  $N_F = 42,7$ ;  $\Theta_m = 0,42rad$  und die linke Seite von (2.2) zu 1,86. Dies erfüllt ebenfalls nicht die Bedingung der Fresnelnäherung. Bereits im Gültigkeitsbereich der Fresnelnäherung ist für Fresnelzahlen  $> 10$  die Abbildung eines Spaltes kaum von seinem geometrischen Schatten zu unterscheiden [87]. Im vorliegenden Beispiel wäre für  $a = 25\mu m$  und  $N_F = 10$  im Abstand  $d = 256\mu m$  die Fresnelnäherung noch erfüllt. Höhere Fresnelzahlen bedeuten einen noch geringen Abstand zum Objekt, als es z.B. bei einer Fresnelzahl von 10 im Gültigkeitsbereich der Fresnelnäherung der Fall wäre. Obwohl die Fresnelnäherung in der angeführten Abschätzung nicht mehr gilt, ist bei diesen geringeren Abständen zu erwarten, dass das Schattenbild am Faserkern, durch die Hinzunahme der in der Fresnelnäherung vernachlässigten höheren Frequenzanteile der Transferfunktion, noch schärfer wird. Bei den für LPFG typischen Gitterstrukturen und Faserabständen ist die Verwaschung der Gitterkanten durch Beugungseffekte im Vergleich zur Gitterbreite vernachlässigbar, wie durch die numerische Lösung des Beugungsintegrals bestätigt wurde. Für alle LPFG-Gitterperioden ist die Abbildung in Kernnähe somit in guter Näherung das geometrische Abbild der Maske, sofern die Maske direkt an der Faser anliegt, was in der Praxis immer der Fall ist.

### 2.2.3 Einzelstrichverfahren zur Gittererzeugung

Beim Einzelstrichverfahren (auch Punkt-zu-Punkt-Methode) wird statt einer Maske ein fokussierter Laserstrahl verwendet. Dazu wird eine Linse (z.B. Zylinderlinse) zwischen Laser und Faser positioniert (Abb.2.6). Diese fokussiert den Strahl auf den Faserkern und erzeugt dadurch an der bestrahlten Stelle eine lokale Brechzahlhöhung, die der Fokusbreite entspricht. Durch diese Prozedur wird ein Gitterstrich erzeugt. Setzt man nun das Verfahren periodisch in Richtung Längsachse der Faser fort, so erhält man ebenfalls ein Brechzahlgitter

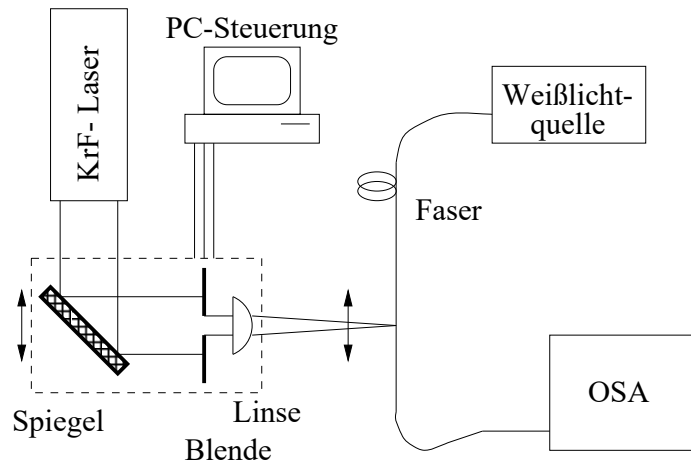


Abb. 2.6: Schematischer Aufbau beim Gitter-Einschreiben mittels fokussiertem UV-Laserstrahl.

im Faserkern. Zwischen den einzelnen Belichtungsschritten muß der Strahl durch einen Shutter abgeschaltet werden, da zwischen einzelnen Gitterstrichen keine Belichtung erfolgen soll, um damit den Kontrast auf ein Maximum zu erhöhen. Die laterale Steuerung des Schreibstrahls kann wahlweise über eine motorisierte und computerkontrollierte Mikrometerstelleinheit mit aufgesetztem Umlenkspiegel, Blende und Zylinderlinse (Abb. 2.7) oder durch Verfahren der Faser bei fester Strahlführung erfolgen. Die letztere Variante hat sich in der Praxis als stabiler herausgestellt, allein schon weil die Strahlführung fest bleibt.

Ein großer Vorteil der Einzelstrichmethode im Gegensatz zum Maskenschreiben ist die hohe Flexibilität hinsichtlich der Gitterparameter (Länge, Periode, Tastverhältnis, Apodisierung, Chirp, Phasensprung). Da jeder Gitterstrich einzeln geschrieben wird, kann der nachfolgende in einem kürzeren oder längeren Abstand zum vorhergehenden gesetzt bzw. Gitterstriche aneinander gefügt werden. Damit lassen sich leicht Gitterperioden bzw. Tastverhältnisse variieren und gechirpte Gitter herstellen. Durch Variation der Intensität des Schreibstrahls werden beliebige Apodisierungen der Gitter möglich. Wird zwischen den Gitterstrichen der Strahl nicht vollständig abgeschirmt, können z.B. reine Sinusgitter erzeugen werden. Auch hinsichtlich der Phasenlage der Gitterperioden können mit dieser Methode an beliebiger Stelle Phasensprünge einfach eingebaut werden. Zudem ist die Einschreibintensität bei diesem Verfahren nur durch die Zerstörungsschwelle der Faser begrenzt und es können hohe Einzelpulsdosen bzw. Laserleistungen genutzt werden. Von Vorteil ist ebenfalls die exakte Kontrolle über die optimale Gitterlänge, und damit der Wirkung des langperiodischen Gitters. Die Gitterlänge ist nur durch den maximalen Verfahrensweg der Faseranordnung und nicht durch eine Maskenlänge begrenzt. Durch eine geeignete Faserhalterung lassen sich damit sehr lange Gitter realisieren.

Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode gegenüber der Maskenmethode ist die lange Zeit, die zum Einschreiben benötigt wird. Da die Einschreibzeit mit der Zahl der Gitterstriche skaliert

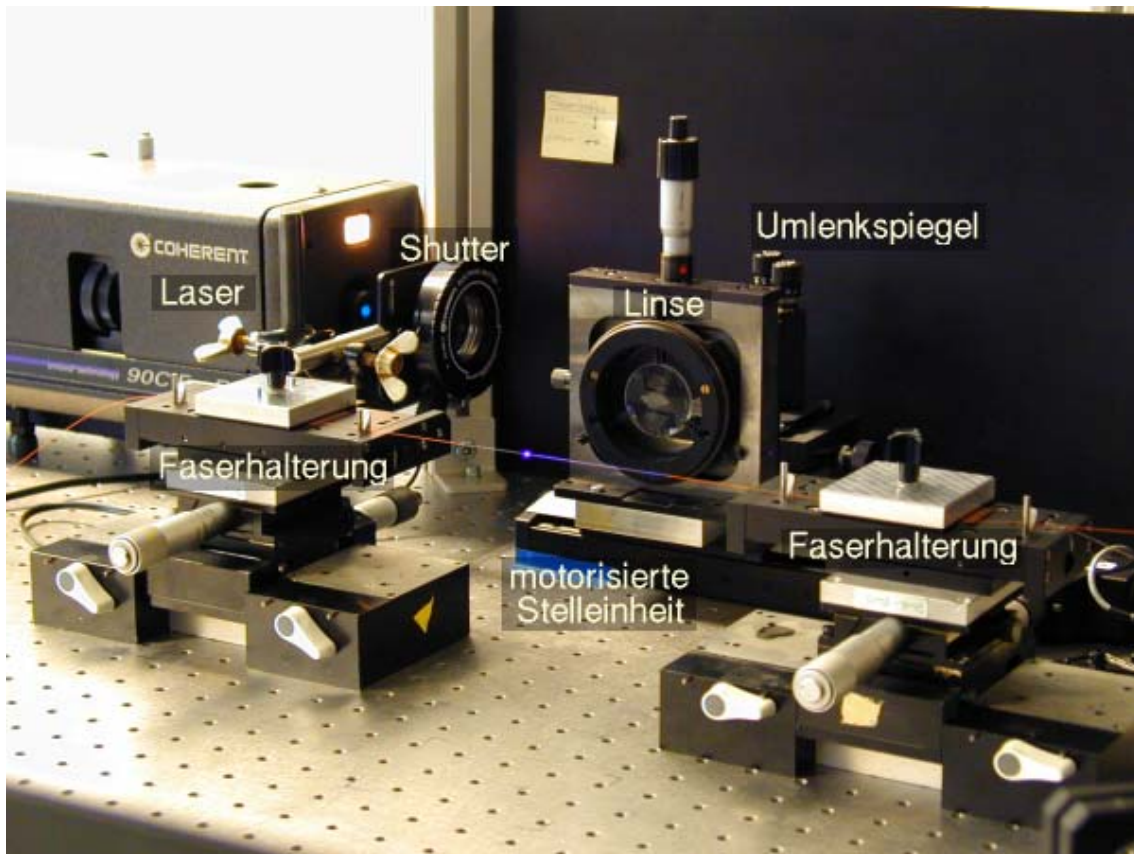


Abb. 2.7: Experimenteller Einzelstrich-Aufbau beim Gitter-Einschreiben.

ist dies bei typischerweise 100 Gitterperioden oder mehr ein nicht zu vernachlässigender Faktor.

### Untersuchungen zum Einzelstricheinschreiben

Das Einzelstricheinschreiben erfordert eine genauere Untersuchung über die Fokussierbarkeit des Laserstrahls und die Fokuseigenschaften. Für die Untersuchungen zum Einzelstricheinschreiben wurde am Excimerlaser eine plankonvexe Zylinderlinse mit einer Brennweite  $f_1$  von ca.  $17\text{cm}$ , am Argonlaser eine Bikonvexlinse mit einer Brennweite  $f_2$  von ca.  $15\text{cm}$  verwendet. Die Brennweiten der Linsen bei der Einschreibwellenlänge  $\lambda = 248$  bzw.  $244\text{nm}$  war jedoch nicht genau bekannt. Die Verwendung einer Zylinderlinse beim Excimerlaser war notwendig, nachdem eine Bikonvexlinse durch die zu hohe Energiedichte in der Faser deren Zerstörung bewirkte. Für eine Abschätzung der Fokussierbarkeit der einzelnen Laserstrahlquelle ist es, aufgrund ihrer unterschiedlichen Strahlparameter, erforderlich, beide Quellen separat zu betrachten.

**Excimer-Laser:** In der Gaußoptik übliche Formeln zur Berechnung der Strahltaile bei Fokussierung mit einer Linse sind beim Excimerlaserpuls durch seine Top-Hat-Form in lateraler Richtung nicht anwendbar. Sie gehen üblicherweise von einem reinen, unbeschnittenen Gauß-

strahl aus, dessen Parameter wie Taillenweite und Taillenlage bekannt sind. Da im Einzelstrichaufbau für den Excimerlaser zusätzlich direkt vor der fokussierenden Linse noch eine Blende zur Strahlbegrenzung und damit zur regelbaren Fokusbreite eingesetzt wurde, ist die aus der Fourieroptik bekannte Fernfeldverteilung einer Rechteckblende für eine Abschätzung geeigneter. Danach ist die Fokusbreite  $b_{fok}$  eines durch eine Blende der Breite  $b$  und eine Linse der Brennweite  $f$  fallenden kollimierten Strahls der Wellenlänge  $\lambda$  gegeben durch [87]:

$$b_{fok} = \frac{\lambda f}{b} \quad (2.3)$$

Bei Einsatz einer 5mm-Blende gibt dies eine Fokusbreite von  $b_{fok} = 248nm \cdot 17cm / 5mm = 8.4\mu m$ . Bei Einsatz einer 3mm-Blende ergibt sich eine Fokusbreite von ca.  $14\mu m$ .

Zur experimentellen Überprüfung der Fokusbreite wurde ein feinkörniges Fotopapier direkt hinter der Faser platziert und die Faser anschließend durch eine 3mm-Blende kurz belichtet. Dabei hinterließ der fokussierte Strahl auf dem Papier eine der Fokusbreite entsprechende Spur (Abb. 2.8). Danach wurde die Strahlposition um 1mm in Längsrichtung verfahren und die Anordnung erneut kurz belichtet. Dieses Verfahren wurde mehrmals hintereinander ausgeführt, um die Güte der Einzelstrich-Einschreibmethode zu testen. In Abbildung 2.8 sind zwei solcher Streifen sichtbar, die jeweils durch den Schattenwurf der Faser in vertikaler Richtung unterbrochen sind. Die Unterbrechung hat eine Größe von  $125\mu m$ , dem Außendurchmesser der entmantelten Faser. Die Fokusbreite mehrerer Einzelstriche wurde unter einem Mikroskop mit Bildauswertungssoftware vermessen. Dabei schwankte die Fokusbreite um  $35 \pm 3\mu m$  bei hoher Gleichmäßigkeit. Dieser Wert ist etwa doppelt so groß wie der theoretisch berechnete. Die Abweichung kann dadurch erklärt werden, dass das Fotopapier hinter der Faser und damit nicht genau im Fokus der Linse lag.

**Argon-Laser:** Zur Abschätzung der Fokusgröße beim verdoppelten Argon-Ionenlaser ist die Gaußsche Optik besser geeignet, da der Laser einen nahezu gaußförmigen Ausgangsstrahl besitzt und aufgrund des geringen Strahldurchmessers von ca. 1 mm auf eine Blende verzichtet wurde. Eine Abschätzung der Fokussierbarkeit der verwendeten Laserstrahlung lässt sich mit  $w'_0 = \theta f$  als Untergrenze angeben [54]. Hier bezeichnet  $w'_0$  die fokussierte Strahltaile einer Laserstrahlquelle mit Divergenzwinkel  $\theta$ , deren Taille mit dem Brennpunkt  $f$  der Linse zusammenfällt. Mit der in den technischen Daten des verdoppelten Argon-Ionenlaser angegebenen Divergenz von  $\theta = 0.6mrad$  und der Brennweite  $f_2 = 15cm$  der verwendeten Linse errechnet sich ein Fokus von  $90\mu m$ .

Experimentell wurde Fotopapier an der Stelle des Fokuspunktes für ca. 1s bei einer Laserleistung von  $75mW$  belichtet. Hierbei reichte die Leistung des Laserstrahls bereits aus, um kleine Löcher in das Fotopapier zu brennen (Abb. 2.9). Die Ausdehnung dieser Löcher wur-

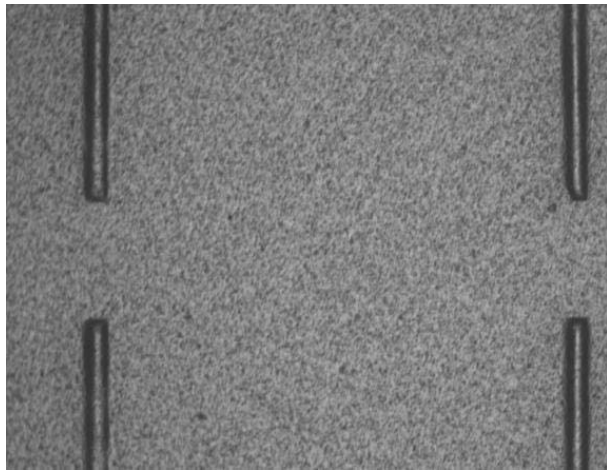


Abb. 2.8: Licht-Mikroskop-Aufnahme einer Belichtungsfolge nach dem Einzelstrichverfahren auf einem Fotopapier. Durch den mit einer Zylinderlinse in horizontaler Richtung fokussierten UV-Excimerlaserstrahl entstehen Striche mit Abstand  $1\text{mm}$  und Breite ca.  $50\mu\text{m}$ .

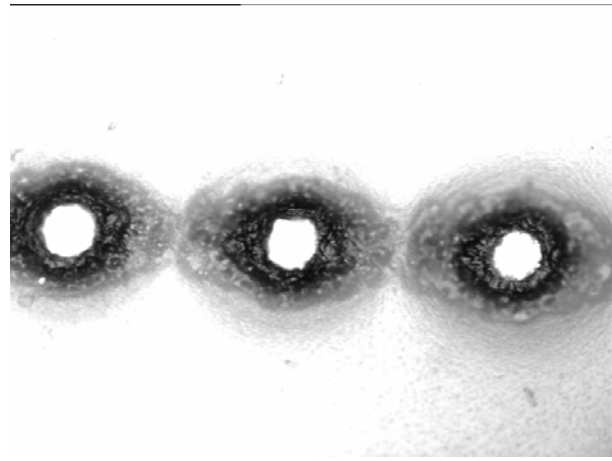


Abb. 2.9: Licht-Mikroskop-Aufnahme einer Belichtungsfolge nach dem Einzelstrichverfahren mit dem verdoppelten Argonlaser. Auf dem Fotopapier entstehen durch die verwendete Bikonvexlinse kleine Löcher im Abstand von  $300\mu\text{m}$  bei einem Durchmesser von ca.  $70\mu\text{m}$ .

de anschließend mit einem Mikroskop mit angeschlossener Bildverarbeitung bestimmt. Der Innendurchmesser war ca.  $75\mu\text{m}$ , der Außendurchmesser (geschwärzte Region) ca.  $160\mu\text{m}$ .

Zur Ermittlung des idealen Fokuspunktes wurde eine Testfaser in die Einschreibvorrichtung eingesetzt und bei  $244\text{nm}$  bestrahlt. Bei diesem Vorgang wird das dotierte Quarzmaterial der Faser zur Fluoreszenz bei  $400\text{nm}$  angeregt. Diese Fluoreszenz wurde mit einem empfindlichen Spektrenanalysator gemessen (Abb. 2.10) und durch Verfahren der Faserposition in Strahlrichtung auf ein Maximum gebracht. In gleicher Weise wurde die Strahllage in Bezug auf den Faserkern optimiert. Durch diese Vorgehensweise wurde der Fokus genau auf die Mitte des Faserkerns ausgerichtet. Die genaue Positionierung des Faserkerns im Strahl ist von Bedeutung, da ansonsten Asymmetrien in der UV-induzierte Brechzahlverteilung auftreten und den Kopplungsprozess der Mantel- mit der Kernmode bedeutend beeinflussen können, wie in einem späteren Kapitel noch gezeigt werden wird.

## 2.3 UV-induzierte Brechzahlerhöhung in Fasern

Die zur Gitterherstellung geeigneten Glasfasern sind überwiegend vom Typ Ge-dotiert, d.h. der Kernbereich ist Germanium-dotiert. Diese Dotierung bewirkt zum einen bei IR-Kommunikationswellenlängen ( $1.3 - 1.55\mu\text{m}$ ) die erforderliche Brechzahlerhöhung des Kerns gegenüber dem Mantel, damit eine Wellenleiterstruktur entsteht, zum anderen ist die Faser dadurch stark UV-fotosensitiv. Der Ursprung dieser Fotosensitivität ist derzeit noch nicht ganz geklärt und Gegenstand aktueller Forschung. Einerseits spielen Elektronentransferprozesse in Störstellen

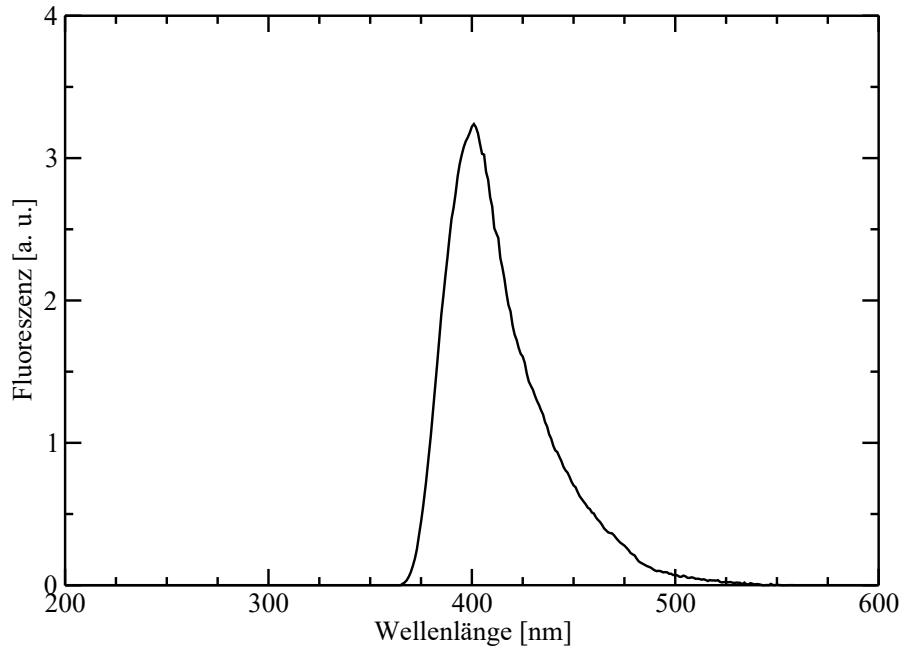


Abb. 2.10: Fluoreszenz der Faser 85M bei Bestrahlung mit 244 nm.

(GODC<sup>2</sup>) der Glassmatrix eine Rolle, andererseits sind aber auch Verdichtungsprozesse des Glasses an der Brechzahlerhöhung durch UV-Bestrahlung beteiligt [82].

Bei der Dotierung mit Germanium kommt es durch fehlende Sauerstoffbindungen in der Glassmatrix zu Ge-Si-, Si-Si- oder Ge-Ge-Störstellen. Diese stöchiometrischen Störstellen sind nach neuesten Erkenntnissen die Ursache der UV-Fotoempfindlichkeit. Im UV gibt es im wesentlichen 3 Absorptionsbanden, welche auf elektronische Übergänge in Ge-Bindungen zurückzuführen sind. Diese liegen bei 213nm (Ge(2)), 240nm (Ge-X) und 281nm (Ge(1)). Wird im UV bei 244nm bzw. 248nm eingestrahlt, werden die auch als *wrong bond* bezeichneten Ge-Ge- bzw. Ge-Si-Bindungen durch die UV-Photonen zerstört, und es entstehen positiv geladene GeE' Zentren. Die frei werdenden Elektronen werden in Ge(1)- bzw. Ge(2)-Zentren gefangen [86]. Durch diesen Prozess wird die 240nm-Bande abgebaut und die Absorptionsbanden bei 213nm und 281nm verstärkt, wie UV-spektroskopische Messungen zeigen [106]. Durch die Kramers-Kronig-Relation sind Änderungen der Absorption mit Änderungen in der Brechzahl verknüpft. Es zeigt sich jedoch, dass die in der Tabelle 2.2 nochmals zusammengefassten Absorptionsbanden und Defekte nicht ganz ausreichen, um die Brechzahländerungen im nahen Infrarot vollständig zu erklären [61]. Eine weitere Erklärung für UV-induzierte Brechzahlerhöhungen liefern Beobachtungen von Verdichtungsprozessen im Ge:Si-Glas [82] und induzierter Spannung [31]. Ein festkörperphysikalisches Modell wurde von V. B. Sulimov et al. in [96] vorgestellt. Die Komplexität der Modellvorstellungen zur Fotoempfindlichkeit wird noch gesteigert, wenn zusätzlich die Erhöhung der Fotoempfindlichkeit durch Wasserstoffbeladung

---

<sup>2</sup>Germanium Oxygen Deficient Center

Defekt	Erläuterung	Absorption		Quelle
		$\lambda_0$ [nm eV]	$\Delta\lambda$ [nm eV]	
GODC	<i>wrong bond</i> (Si–Ge oder Ge–Ge)			
	Singulett-Anregung $S_0 \rightarrow S_1$	240   5,2	11   0,22	[86]
			25   0,53	[1]
	Triplet-Anregung $S_0 \rightarrow T_1$	325   3,8	–	[1]
	Triplet-Lumineszens $T_1 \rightarrow S_0$	415   3,0	50   0,4	[106]
Ge(1)–	Elektronen-Trap (1 Ge-Nachbar)	281   4,4	130   1,97	[86]
Ge(2)–	Elektronen-Trap (2 Ge-Nachbarn)	213   5,8	33   0,9	[86]
GeE'	Loch-Trap	205   6,1	–	[36]

Tab. 2.2: Übersicht über Defekte in  $\text{GeO}_2$ -dotierten Quarzglasfasern, die mit der Fotoempfindlichkeit nicht  $\text{H}_2$ -beladener Fasern in Verbindung gebracht werden. Die Absorption des GODC bei 240 nm wird von R.M. Atkins mit 27 dB/mm für eine mit 3 mol% und mit 80 dB/mm für eine mit 10 mol%  $\text{GeO}_2$  dotierte Faser angegeben [1]. Für das Triplettband ist die Absorption etwa 1000-fach geringer.

[73], durch  $\text{CO}_2$ -Laserbehandlung [8] oder durch Einschreiben bei anderen Wellenlängen (z.B.  $\lambda_{UV} = 193 \text{ nm}$  [69]) hinzugezogen wird.

Beim Einschreiben von LPFG mit hohen Einschreibintensitäten im Rahmen dieser Arbeit, wurden Oberflächenverformungen beobachtet, die Verdichtungsprozesse in der Glasfaser nahelegen. Abbildung (2.11) zeigt einen unbelichteten Bereich der abgemantelten Glasfaser. Im Gegensatz dazu zeigen sich im belichteten Bereich deutlich Unebenheiten der Faser (Abb. 2.12). Diese Verformungen waren nur bei sehr hohen Einzelpuls-Intensitäten mit dem Excimerlaser sichtbar. Weiter wurden hierzu jedoch keine Untersuchungen angestellt.

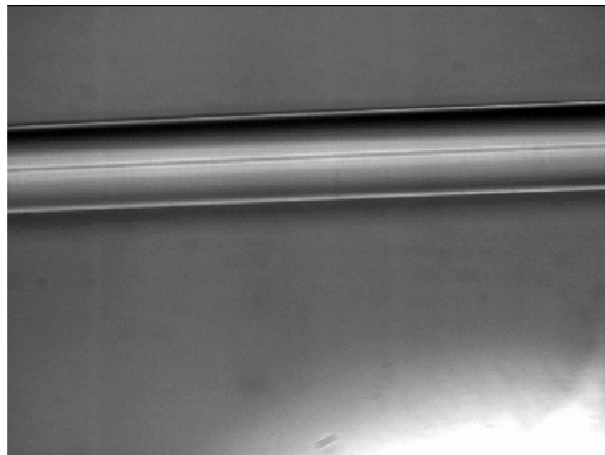


Abb. 2.11: Licht-Mikroskop-Aufnahme eines abgemantelten, unbestrahlten Faserstückes.

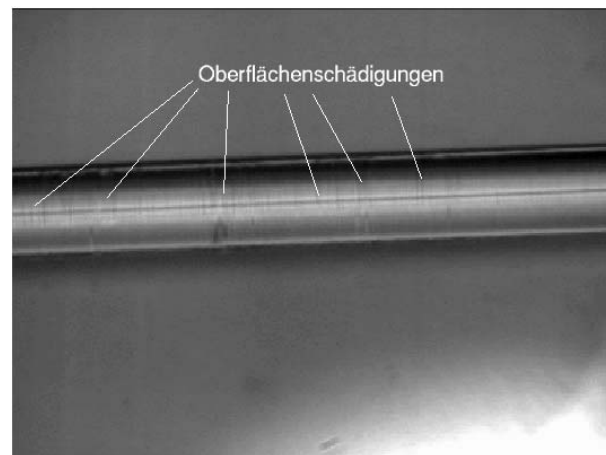


Abb. 2.12: Licht-Mikroskop-Aufnahme eines Faserstückes in das mit hoher Einzelpuls-Intensität ein LPFG eingeschrieben wurde.



### 2.3.1 Fasercharakteristik der verwendeten Fasern

Im Rahmen dieser Arbeit wurden langperiodische Gitter in zahlreiche Fasern zur deren Charakterisierung eingeschrieben. Die meisten davon waren im Kern rein Ge-dotiert. Ein Großteil der Fasern wurden am IPHT mit dem Ziel einer hohen Fotoempfindlichkeit hergestellt. Diese Fasern waren auch Gegenstand von systematischen Empfindlichkeitsuntersuchungen mit Faser-Bragg-Gittern [38].

Im Folgenden werden drei Fasern mit ihren Eigenschaften eingehender vorgestellt, die für die Gittererzeugung und Charakterisierung der LPFG hauptsächlich verwendet wurden. Es sind dies die Fasern mit der IPHT-internen Bezeichnung 85M, 95M und 100M, deren wichtigste Kenngrößen in Tabelle 2.3 aufgeführt sind. Die Faser 85M ist eine mit Bor kodotierte, hoch

IPHT Faser-Bezeichnung:	85MA1	95MA0	100MA0
<b>Optische Eigenschaften</b>			
Cut-off Wellenlänge [ $nm$ ]	1353	1038	1353
Dämpfung bei 1310 $nm$ [ $dB/km$ ]	19,3	266	42,3
Dämpfung bei 1550 $nm$ [ $dB/km$ ]	sehr hoch ( $> 300$ )	186	15,7
$n_{eff}$ bei 1550 $nm$ (Theorie)	1,445	1,446	1,453
$n_{eff}$ (Experiment) <sup>a</sup>	1,447	1,447	1,454
<b>Fasergeometrie</b>			
max. Brechzahlhub $\Delta n$ [ $10^{-3}$ ]	8,6	8,4	23,6
Kerndurchmesser [ $\mu m$ ]	5,4	7,6	4,7
Überlappfaktor $\eta(\lambda)$ bei 1550 $nm$	0,33	0,41	0,64
<b>Dotierung</b>			
GeO <sub>2</sub> -Dotierung [ $mol\%$ ]:	10	3,5	17,5
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Dotierung [ $mol\%$ ]:	10	–	–

Tab. 2.3: Typische Faserdaten dreier am IPHT hergestellter UV-fotoempfindlicher Fasern.

<sup>a</sup>Faser-Bragg-Gitter Messungen aus [38]

Ge-dotierte Faser, die Faser 95M eine unter reduzierenden Kollabierbedingungen erzeugte Ge-dotierte Faser und die Faser 100M eine hoch Ge-dotierte Faser hoher Fotoempfindlichkeit. Einen Vergleich ihrer Kernbrechzahlprofile zeigt Abb. 2.13.

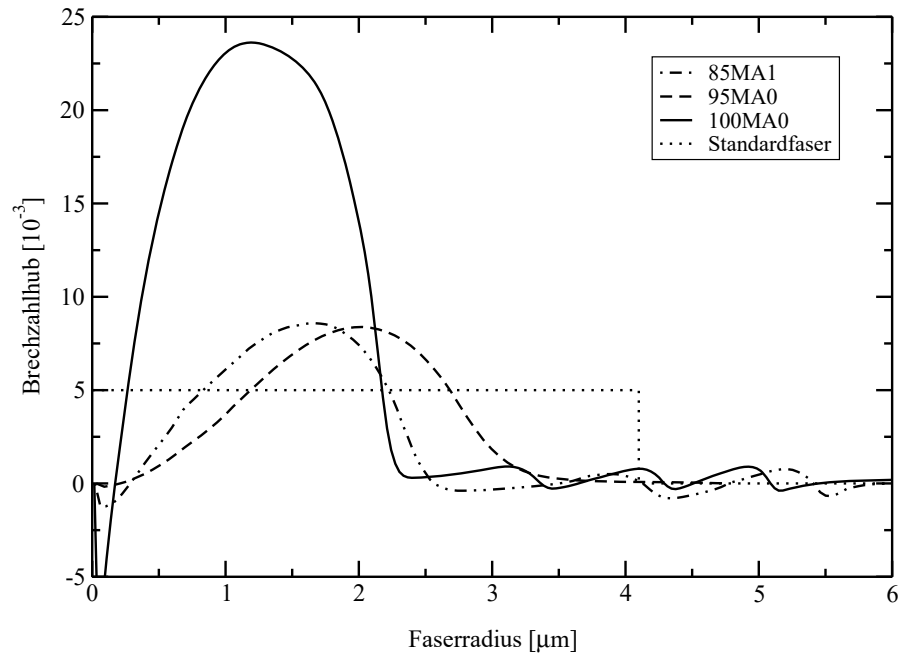


Abb. 2.13: Durch Brechzahlmessungen bei der Faserherstellung ermittelte Brechzahlprofile ausgewählter Fasern im Vergleich.

### Faser 85M

Da die Fotoempfindlichkeit von Quarzglas bei  $244\text{nm}$  bzw.  $248\text{nm}$  mit Germaniumdefekten in Verbindung steht, kann sie durch eine Erhöhung des Germaniumgehaltes gesteigert werden. In einem  $(\text{SiO}_2)_{1-x}(\text{GeO}_2)_x$ -Glas ist die Brechzahl um  $\Delta n = 0,135 \cdot x$  gegenüber reinem Quarzglas erhöht. Die maximal erreichbare Brechzahlanhebung ist dabei durch die maximale Konzentration  $x$  des Dotanden im Wirtsglas begrenzt. Aus einer hohen Ge-Konzentration und daraus resultierender hoher Kernbrechzahl bei kleinem Radius ergibt sich ein kleines Modenfeld. Dieses führt beim Verspleißen der Faser mit einer Standardfaser zu hohen Übergangsverlusten. Um das Modenfeld besser an das Modenfeld einer Standardfaser anzupassen, wurde der Kern der Faser 85M mit Bor kodotiert. Bor bewirkt in einem  $(\text{SiO}_2)_{1-x}(\text{B}_2\text{O}_3)_x$ -Glas eine Brechzahlabenkung um  $\Delta n = -0,05 \cdot x$ . Eine Brechzahlerhöhung durch  $1\text{mol}\%$   $\text{GeO}_2$  wird somit durch eine Kodotierung von  $2,7\text{mol}\%$   $\text{B}_2\text{O}_3$  kompensiert. Bei der Faser 85M ist der Anteil beider Dotanden ca.  $10\text{mol}\%$ . Der maximale Brechzahlhub beträgt  $\Delta n = 8,6 \cdot 10^{-3}$ , ohne Bor-Kodotierung wäre  $\Delta n = 13,5 \cdot 10^{-3}$ . Neben der Brechzahlabenkung wird Bor auch ein positiver Einfluss auf die Fotoempfindlichkeit zugeschrieben [105]. Nachteilig wirkt sich die Bor-Kodotierung im Bereich der Kommunikationswellenlängen um  $1550\text{nm}$  durch eine starke Erhöhung der Absorption aus. Der innere Mantelbereich besteht zur Anpassung der Kernbrechzahl an die des Mantelrohres aus mehreren Pufferschichten  $\text{SiO}_2\text{--P}_2\text{O}_5\text{--GeO}_2\text{--F}$ . Die Faser 85M weist im langwelligen Bereich ( $> 1500\text{nm}$ ) eine starke Biegeempfindlichkeit auf.

## Faser 95M

Die Ge-Konzentration der Faser 95M liegt bei ca.  $3,5\text{mol}\%$  und entspricht damit der einer Standardfaser. Da allerdings die Standardfaser nur eine sehr geringe Fotoempfindlichkeit aufweist, wurde zur Erhöhung der Fotoempfindlichkeit die Preform der Faser 95M unter reduzierenden Kollabierbedingungen hergestellt. Dieses Verfahren begünstigt nach L. Dong et al. die Entstehung von GODC-Defekten [18], welche die damit assoziierte Absorptionsbande bei  $240\text{nm}$  erhöht und die Fotoempfindlichkeit in diesem Bereich verbessert [106]. Beim reduzierenden Kollabieren wird das im MCVD<sup>3</sup>-Prozess beschichtete Glasrohr unter Reduktion der sonst üblicherweise im Überschuß vorhandenen Gase Sauerstoff und Stickstoff in einer Heliumatmosphäre zur Faservorform kollabiert. Dadurch werden Sauerstoffmangel-Defekte begünstigt, die wiederum die Fotoempfindlichkeit erhöhen. Zusätzlich entsteht durch Ausdiffusion von Germanium ein ausgeprägter Mittendip, der die effektive Brechzahl der Faser gegenüber einer Faser ohne Mittendip erniedrigt und den Modenfelddurchmesser der Grundmode erhöht. Dieser ist besser an das Modenfeld der Standardfaser angepasst und verringert die Spleißverluste. Untersuchungen der gesteigerten Fotoempfindlichkeit unter reduzierenden Kollabierbedingungen waren Grundlage der Entwicklung der nachfolgend beschriebenen Faser 100M.

## Faser 100M

Die Faser 100M ist eine Faser mit sehr hoher Ge-Konzentration ( $17,5\text{mol}\%$ ). Der innere Mantel besteht auch hier aus mehreren indexangepassten Pufferschichten  $\text{SiO}_2\text{-P}_2\text{O}_5\text{-GeO}_2\text{-F}$ . Wie bei der Faser 95M wurde durch reduzierende Kollabierbedingungen versucht, die Germaniumdefektkonzentration zu erhöhen. Durch die hohe Ge-Konzentration und eine hohe Defektrate besitzt die Faser 100M eine sehr hohe Fotoempfindlichkeit bei ansonsten geringer Dämpfung und geringen Spleißverlusten. Auch hier ist der Zentraldip durch das reduzierende Kollabieren ausgeprägt.

In einer separaten Studie wurde die Reproduzierbarkeit von Brechzahlprofil, Dämpfungseigenschaften und Fotoempfindlichkeit dieses Fasertyps nachgewiesen [48].

### 2.3.2 Fotoempfindlichkeit der verwendeten Fasern

Eine Bewertung der Fotoempfindlichkeit von Fasern ist durch Versuche mit Faser-Bragg-Gittern möglich. Dazu werden mit einem Excimerlaser im Einzelpulsbetrieb und einer Phasenmaske Bragg-Gitter in die Fasern eingeschrieben [38]. Bei sehr geringer Dosis (1 Puls) wird

---

<sup>3</sup>Modified Chemical Vapour Deposition

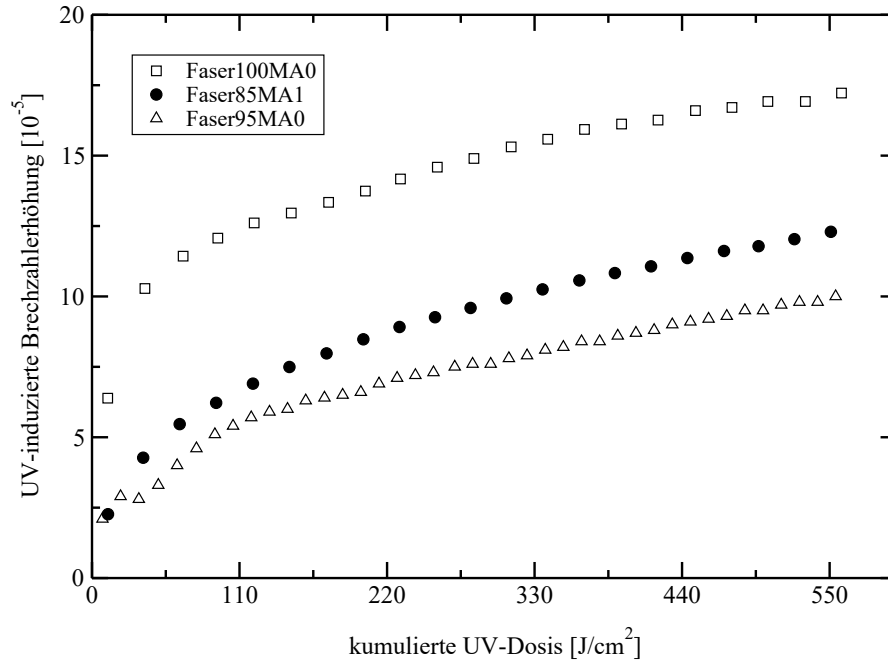


Abb. 2.14: UV-induzierte Brechzahlmodulation (AC-Anteil) als Funktion der kumulierten UV-Dosis bei IPHT-Fasern. Die Brechzahlveränderung wurde aus der Bragg-Wellenlängenverschiebung von in den Fasern erzeugten Bragg-Gittern berechnet.

anschließend die Bragg-Wellenlänge ausgewertet. Sie dient als Referenzpunkt für die darauf folgende Wellenlängenverschiebung, bedingt durch die kumulierte UV-Dosis der nachfolgenden Pulse. Durch Auswertung der Verschiebung der Bragg-Wellenlänge, die in unmittelbarem Zusammenhang mit der UV-induzierten Brechzahlerhöhung steht, lässt sich auf die in der Faser erzeugte, homogene (DC) und modulierte (AC) Brechzahlerhöhung schließen. Zwischen eingestrahelter UV-Dosis und dadurch induzierter Brechzahlerhöhung besteht für die vorgestellten Fasern ein nichtlinearer Zusammenhang (Abb. 2.14). Die Brechzahl steigt zu Beginn der Bestrahlung stark an, um dann langsam in eine lineare Abhängigkeit überzugehen. Dieses Verhalten ist bei allen in [38] untersuchten und hier verwendeten Fasern in gleicher Weise vorhanden. Der zugrundeliegende Prozess hierfür ist noch nicht verstanden. Hinweise auf einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen induzierter Brechzahl und UV-Dosis finden sich z.B. auch in [35].

Die eben genannten Untersuchungen für die Fotoempfindlichkeit können in ähnlicher Weise auch mit langperiodischen Brechzahlgittern durchgeführt werden. Hier ergibt sich allerdings die Schwierigkeit der Auswertung der Resonanzwellenlänge eines sehr schwachen Gitters als Bezugswellenlänge. Bedingt durch die schwache Kopplung und das nichtreflektierende Verhalten der LPFG ist eine Auswertung der Resonanzspitze einer LPFG-Resonanz in Transmission bei schwachen Gittern nur sehr ungenau möglich. Entsprechend fehlerbehaftet sind die daraus ermittelten Fotoempfindlichkeiten. Eine solche Messung wird in einem späteren Abschnitt vorgestellt.

### 2.3.3 Haltbarkeit der Brechzahlinduzierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine Untersuchungen zum Langzeitverhalten der in den Fasern erzeugten LPFG gemacht. Es wird angenommen, dass die Untersuchungen des Langzeitverhaltens UV-induzierter Brechzahlvariationen bei Faser-Bragg-Gittern auch für langperiodische Brechzahlstrukturen gelten. Aus der Literatur ist bisher keine Untersuchung des Langzeitverhaltens von LPFG bekannt, vielmehr wird immer von Untersuchungen an Faser-Bragg-Gittern ausgegangen. Arbeiten zur thermischen Stabilität von Faser-Bragg-Gittern finden sich z.B. in [28, 38]. Im Allgemeinen verschwindet die UV-induzierte Brechzahlmodulation bei hohen Temperaturen ( $> 600^\circ\text{C}$ ) wieder. LPFG mit hoher Temperaturbeständigkeit ( $> 1000^\circ\text{C}$ ) werden nur durch andere Herstellungsverfahren mit  $\text{CO}_2$ -Laser oder Lichtbogen erreicht [15].

## 2.4 Experimentelle Aspekte

Die experimentelle Charakterisierung eines LPFG erfolgt mit einer Messanordnung, die eine Auswertung der Wirkung eines langperiodischen Gitters in Transmission ermöglicht. Nachfolgend soll ein solcher Aufbau, wie er typischerweise für LPFG-Messungen eingesetzt wird, beschrieben und beispielhaft eine Auswertung eines LPFG-Spektrums aufgezeigt werden.

### 2.4.1 Experimenteller Aufbau

Zur Charakterisierung der LPFG sind nur Transmissionsmessungen mit breitbandigen Lichtquellen sinnvoll, da LPFG nichtreflektierende optische Elemente sind, die über einen breiten Spektralbereich wirken. Der schematische Aufbau einer typischen Transmissions-Messanordnung ist in Abb. 2.15 dargestellt. Licht aus einer breitbandigen starken Lichtquelle (z.B. Halogenlampe) wird in eine als Zuleitung dienende Standard-Monomode-Faser eingekoppelt. An diese ist die für das Gittereinschreiben vorbereitete fotoempfindliche Faser angespleißt.



Abb. 2.15: Schematischer Aufbau für eine typische Transmissionsmessung an LPFG. Zur Lichteinkopplung wird eine breitbandige Lichtquelle (LQ), zur Auswertung des Transmissionsignal ein optischer Spektrenanalysator (OSA) verwendet. Die Verluste der Zuleitungs-Standardfasern SF und Spleißstellen S werden durch eine Referenzmessung vor dem Gittereinschreiben bestimmt.

Danach folgt eine zweite Monomode-Standardfaser für die Verbindung mit einem optischen Spektrenanalysator. Die Einkoppellichtquelle sollte möglichst breitbandig sein, damit über einen großen Bereich das Mantelmodenspektrum in einem einzigen Messdurchlauf gemessen werden kann. Bei der Verwendung starker, schmalbandiger Lichtquellen (Laserdioden, Superlumineszenzioden), ist zwar die zur Verfügung stehende spektrale Dichte und dadurch die erreichbare Messauflösung höher, aber es können unter Umständen durch den stark begrenzten Wellenlängenbereich keine Resonanzen oder nur Teile davon gemessen werden. Die spektralen Abstände und Halbwertsbreite von LPFG liegen in der Größenordnung von einigen Nanometern bis einigen Hundert Nanometern.

Vor dem Gittereinschreiben erfolgt eine Referenzmessung, um Spleißverluste, Faserverluste und das Referenzspektrum der Lichtquelle aufzunehmen. Anschließend wird das Gitter durch übliche Einschreibmethoden in der fotoempfindlichen Faser erzeugt. Gleichzeitig wird auf dem optischen Spektrenanalysator das Gitterwachstum verfolgt und aufgezeichnet.

Als Lichtquelle für die meisten in dieser Arbeit verwendeten Messungen an LPFG wurde eine kommerzielle Halogen-Weißlichtquelle ANDO AQ-4303B mit einem Spektralbereich von  $400-1750\text{nm}$  eingesetzt (Abb.: 2.16). Die Ausgangsleistung ist mit  $-45\text{dBm}/10\text{nm}$  angegeben und sinkt bei einer spektralen Messauflösung von  $1\text{nm}$  auf  $-75\text{dBm}$  ab. Weil mit zunehmender

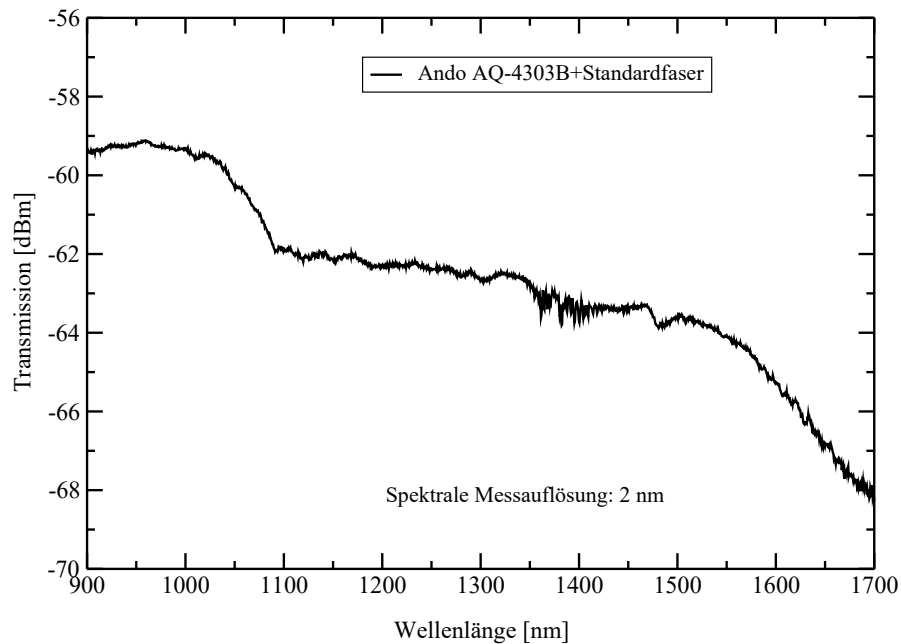


Abb. 2.16: Typisches Transmissions-Spektrum der für die LPFG-Messungen verwendeten Weißlichtquelle gemessen durch eine Standardmonomodefaser ohne eingeschriebenes Gitter.

Breitbandigkeit die Leistungsdichte stark abnimmt und bisher keine breitbandigen Laserlichtquellen für derartige Messungen im Bereich  $800-1700\text{nm}$  verfügbar sind, muss ein Kompromiss zwischen spektraler Messauflösung und starkem Messsignal (gutes Signal/Rauschverhältnis)

gefunden werden. Eine hohe spektrale Auflösung geht immer auf Kosten der zur Verfügung stehenden Lichtleistung.

In der Praxis hat sich eine spektrale Auflösung von  $2nm$  bewährt. Damit lassen sich die LPFG-Resonanzen, ohne große Einbußen an Messdauer und Signalleistung detailliert erkennen. Sind feinere Strukturen im LPFG-Spektrum aufzulösen, müssen schmalbandige Laser- bzw. Superlumineszenzdiode eingesetzt werden. Insbesondere bei kleinen spektralen Verschiebungen z.B. durch Polarisationsmodendispersion oder bei Temperaturmessungen, sind leistungsstarke Lichtquellen notwendig, um überhaupt aussagekräftige Messungen durchzuführen.

Die Spektren der LPFG-Resonanzen wurden ausschließlich mit einem kommerziellen optischen Spektrenanalysator (OSA) vom Typ ANDO AQ6317 aufgenommen. Dieser besitzt einen Wellenlängenmessbereich von 600 bis  $1750nm$  bei einer Wellenlängengenauigkeit von  $\pm 0.05nm$  und einer maximalen Auflösung von  $0.015nm$ . Die Messempfindlichkeit beträgt  $-90$  bis  $+20dBm$  im Bereich 1200 bis  $1650nm$  bei Wahl der empfindlichsten Sensitivitätsstufe (Stufe 3). Als Kompromiss zwischen kurzer Messdauer (Minutenbereich) und geringem Rauschen der verwendeten Weißlichtquelle, wurde für die meisten LPFG-Spektren eine Auflösung von  $2nm$  bei einem Messbereich von 900 bis  $1700nm$  und der Empfindlichkeitsstufe 2 gewählt. Da die in der Telekommunikation üblichen Fasern überwiegend Cut-off-Wellenlängen  $\lambda_c > 900nm$  besitzen, wurde nur für wenige Spezialfasern mit niedrigerem Cut-off, unter  $900nm$  gemessen. Bei der Komplexität der LPFG-Spektren ist die Messung unterhalb der Cut-off-Wellenlänge wenig aussagekräftig, da sich dann schon Kopplungen zwischen höheren Kernmoden mit Mantelmoden zeigen. Diese überlagern sich mit Resonanzen der Fundamentalmoden-Mantelmodenkopplung und machen eine Auswertung der Spektren ohne exakte, sehr komplexe Modellierung nahezu unmöglich. Von Interesse waren zuerst die grundlegenden Kopplungseigenschaften der fundamentalen Kern- mit den verschiedenen Mantelmoden, die oberhalb  $\lambda_c$  auftreten.

### 2.4.2 Typisches LPFG-Spektrum und seine Deutung

Ein typisches LPFG-Transmissions-Spektrum zeigt Abbildung 2.17. Zu sehen ist das Transmissionspektrum einer hochempfindlichen Ge-dotierten Faser mit einem langperiodischen Gitter  $\Lambda = 100\mu m$  der Länge  $L = 18mm$ . Deutlich sind die Resonanzstellen zu sehen, an denen Licht aus dem Kern in eine Mantelmode koppelt. Da das Licht durch Streuung an der Faseroberfläche nach kurzer Strecke in die Umgebung auskoppelt, fehlt in Transmission an den Stellen Licht, an denen eine Kernmode mit einer Mantelmode die Resonanzbedingung  $\Delta n^{(i)} = \lambda_r^{(i)} / \Lambda_1$  erfüllt. Jeder Transmissionseinbruch im Spektrum 2.17 entspricht somit einer definierten Mantelmode  $i$ , die sich bei der Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$  gerade mit der Kernmode in Resonanz befindet. Damit ist ein nichtreflektierendes optisches Filter realisiert, eine der ersten Anwendungen der

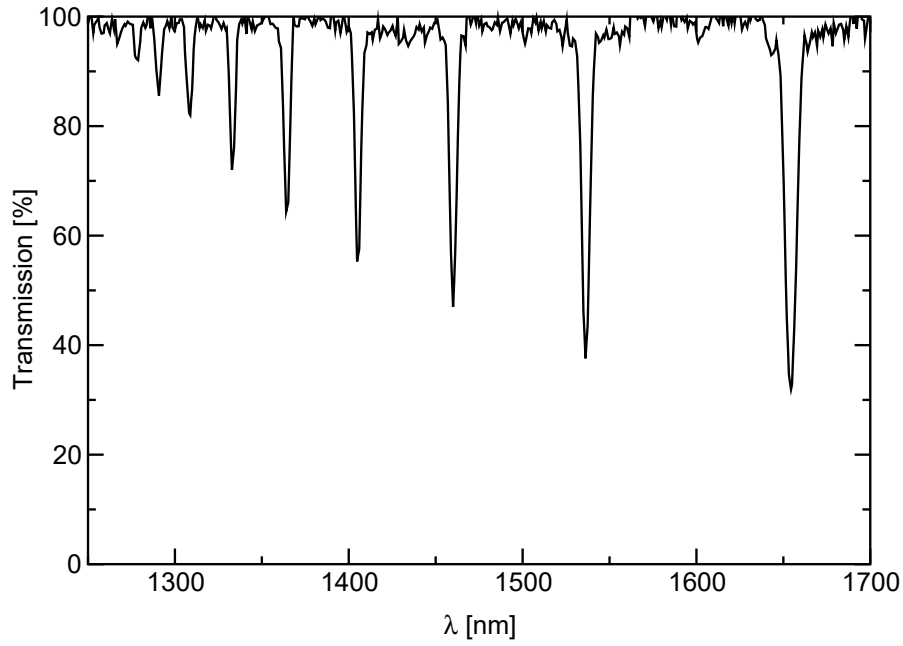


Abb. 2.17: Typisches LPFG-Spektrum (Transmission).

LPFG in der Literatur [100].

Die genaue Zuordnung der Resonanzen zu den einzelnen Mantelmoden ist nur über die Theorie und eine gute Fasermodellierung möglich. Die Tiefe der Resonanzeinbrüche ist ein Maß für die Kopplungsstärke zwischen den beiden Moden in Resonanz. Die Kopplungsstärke wird zum einen durch den Überlapp der Modenfeldanteile im Faserkern, zum anderen durch die Stärke der periodischen Brechzahlmodulation bestimmt. Auffällig ist der zu höheren Wellenlängen hin ansteigende Verlauf der Kopplungsstärke. Der Grund hierfür liegt im größeren Überlapp der Modenfelder mit höherem  $n_{mp}^{(i)}$  begründet, wie später durch die Modellierung gezeigt wird.

Vernachlässigt man die Dispersion der Fasermode, so wird sich jede Resonanzwellenlänge bei Verwendung einer anderen Gitterperiode  $\Lambda_2$  um den Betrag  $\Delta\lambda = \lambda_r^{(i)}(1 - \Lambda_2/\Lambda_1)$  verschieben, da sich die Differenz der effektiven Modenbrechzahlen der Kern- und Mantelmode  $\Delta n^{(i)}$  dann nicht ändert. Die Dispersion kann allerdings nur in kleinen Wellenlängenbereichen vernachlässigt werden. Wollte man auf einfache Weise, ausgehend von einer bekannten Zuordnung der Moden zu den Resonanzwellenlängen, trotz Dispersion, eine weitere Zuordnung bei einer anderen Gitterperiode erreichen, müsste mit einem Gitterverhältnis  $\Lambda_2/\Lambda_1$  nahe 1 gearbeitet werden, damit gilt  $\Delta n^{(i)}(\lambda_1) \approx \Delta n^{(i)}(\lambda_2)$ . Die Gitterperiode dürfte sich von einem zum nächsten verwendeten Gitter also nur wenig ändern. Um die unteren Mantelmoden (Mantelmoden niedriger Ordnung) einzeln über einen größeren Wellenlängenbereich zu verfolgen, müsste man mit vielen Gitterperioden, die sich in ihrer Periode nur wenig unterscheiden, arbeiten. Diese Methode ist allerdings wenig praktikabel, da bei kleiner werdender Gitterperiode sich auch die Periodenunterschiede zum nachfolgenden Gitter verkleinern müssen, soll die Resonanzver-



schiebung äquidistant gehalten werden. Umgekehrt verändert sich die Resonanzwellenlänge nur sehr wenig bei konstant gehaltenen Periodenunterschieden verwendeter Gitter. Eine Zuordnung der Resonanzwellenlängen zu ihren Moden ist durch die unterschiedliche Resonanztiefen bei geänderter Gitterperiode auch nur begrenzt möglich, da die Kopplungskoeffizienten ebenfalls einer Dispersion unterliegen und sich somit ihr Wert mit der Wellenlänge ändert. Hinzu kommt die Ungenauigkeit in der Reproduzierbarkeit der Gitterparameter (Länge und Stärke), die sich ebenfalls in einer Schwankung der Resonanztiefe bemerkbar macht. Dennoch liefern Messungen mit unterschiedlichen Gitterperioden wertvolle Informationen. So können die Parameter aus der Theorie mit dem Experiment abgeglichen werden. Damit kann dann eine Berechnung für andere Gitterparameter mit guter Präzision erfolgen und interessante Parameter für das Experiment abgeleitet werden. Trägt man für verschiedene Gitterperioden die Resonanzwellenlängen über der jeweiligen Gitterperiode auf, so ergibt sich ein *Resonanzdiagramm*. Werden die experimentellen Werte den einzelnen Moden zugeordnet und zu einem Kern-Mantelmodenpaar gehörende Punkte miteinander verbunden, können daraus sofort die Resonanzlagen für beliebige Gitterperioden abgelesen werden.

### 2.4.3 LPFG-Resonanzdiagramm

In einem Resonanzdiagramm werden die einzelnen Resonanzwellenlängen  $\lambda_r^{(i)}$  über den Gitterperioden der eingeschriebenen LPFG aufgetragen. Dafür werden verschiedene Faserproben der gleichen Faser mit einem LPFG versehen, dessen Periode von Probe zu Probe verändert wird. Hierbei müssen die Bestrahlungsdosen bei jeder Gitterperiode konstant gehalten werden, da sich sonst die Kopplungen um einen zusätzlichen Betrag verschieben. Ein Resonanzdiagramm gilt somit streng genommen nur für eine bestimmte Belichtungs-dosis. Ein Beispiel zeigt Abb. 2.18 für die stark UV-fotoempfindliche IPHT-Faser 100M A0.

Wird in einem solchen Resonanzdiagramm eine Zuordnung der experimentellen Resonanzwellenlängen zu den theoretisch berechneten vorgenommen, so ist eine Identifikation der unterschiedlichen Kern-Mantelmodenkopplungen möglich. Diese Zuordnung ist nur über genaue, numerische Modenlöser erreichbar, da sich durch die Dispersion die Moden und damit die Resonanzwellenlängen und die Resonanzstärken erheblich verändern. Selbst mit einem guten skalaren Modenlöser, wie er hier zur Modellierung verwendet wurde, weichen die theoretischen Werte von den experimentellen für die niedrigeren Mantelmoden bereits leicht ab. Diese Abweichung ist in Abb. 2.18 für  $i=2-5$  sichtbar. Für die erste Mantelmode  $i = 1$  war durch die kleine Resonanzstärke dieser Kopplung stellenweise keine Auswertung der Resonanzwellenlänge im Experiment möglich.

Praktisch ließe sich zwar auch die Identifikation der Resonanzwellenlängen zu den an der Kopp-

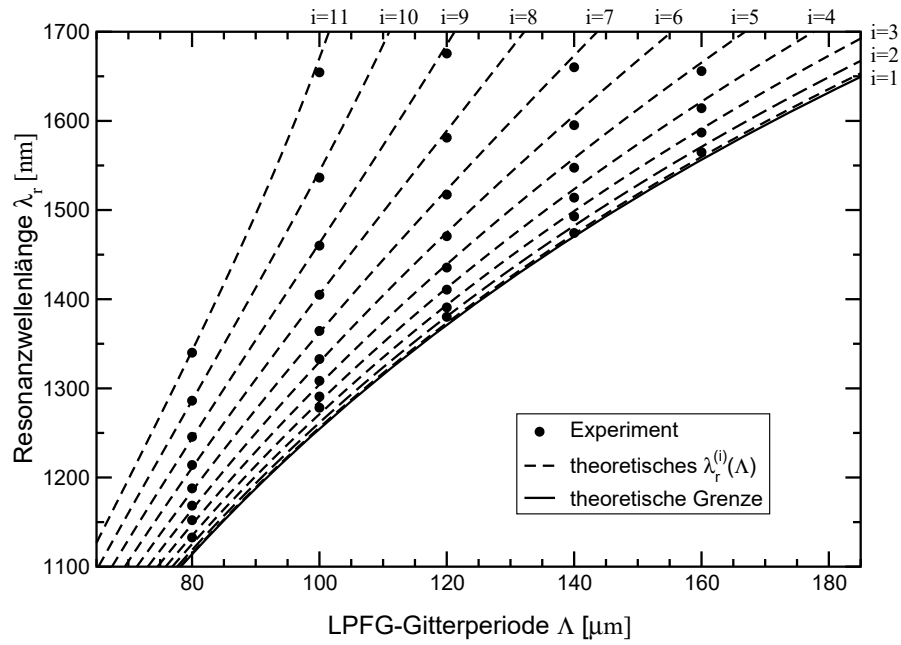


Abb. 2.18: LPFG-Resonanzdiagramm der Faser 100M.

lung beteiligten Moden durch die niedrigste Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(1)}$  (Kopplung der Kern- mit der ersten Mantelmode) vornehmen, doch zeigen Testversuche dass dieser Weg schnell in die Irre führt. Gerade bei der Kopplung mit den ersten Mantelmoden sind die Resonanzstärken sehr klein und damit eine Auswertung schwierig. Unterhalb der kleinsten Resonanzwellenlänge kann theoretisch keine weitere Resonanz der Kern- mit einer Mantelmode stattfinden, da die erste Mantelmode bereits die kleinste Brechzahldifferenz  $\Delta n^{(1)}$  und damit die geringste Resonanzwellenlänge liefert. Die Kopplung zwischen Kern- und erster Mantelmode ist zugleich auch eine der schwächsten und kann nur bei sehr starken bzw. sehr langen Gittern zuverlässig beobachtet werden. Bei starken Gittern kommen aber auch andere Effekte wie Asymmetrie, Harmonische oder Doppelbrechung zum Vorschein, die eine Identifikation erschweren. Diese zusätzlichen LPFG-Effekte werden in einem späteren Kapitel behandelt.

Es lässt sich allerdings in gewissem Rahmen aus solch einem Resonanzdiagramm eine Voraussage für anderen Bestrahlungsstärken ableiten, da bei einer höheren Dosis hauptsächlich der Kernmodenindex verändert wird, die Mantelmoden diese Brechzahländerung aber kaum spüren. Somit geht in die neue Resonanzposition einfach eine Verschiebungskonstante ein. Die Resonanztiefe wird jedoch stark beeinflusst, wie die nun folgenden theoretischen Betrachtungen zeigen.

# Kapitel 3

## Modellierung der LPFG-Kopplungen

Eine genaue Fasermmodellierung hat sich als unverzichtbar für die Zuordnung der LPFG-Resonanzwellenlängen zu den verschiedenen Kern-Mantelmodenkopplungen gezeigt. Um die Vorgänge der Fasermodenkopplung im LPFG zu beschreiben, wird auf die Theorie der gekoppelten Moden (CMT<sup>1</sup>) zurückgegriffen [26]. Einen anderen Zugang bietet die hier nicht weiter vorgestellte Transfer-Matrix-Methode, die überwiegend bei binären, durch Oberflächenkorruption erzeugten LPFG ihre Anwendung findet [10]. In der vorliegenden Arbeit wird sich auf die CMT beschränkt, da diese Theorie die Verhältnisse der Modenkopplung in den erzeugten UV-induzierten LPFG gut beschreibt. Sie eignet sich in besonderer Weise für lange homogene Brechzahlmodulationen mit konstanter Periode. Nur für sehr kurze Gitter mit wenigen Perioden oder bei stark gechirpten Gittern mit sich stetig ändernder Periode wäre die Matrixmethode vorteilhafter. Eine Kombination aus CMT und Matrix-Methode ist für lange gechirpte bzw. apodisierte Fasergitter gut geeignet [27]. Eine solche wurde für die beispielhafte Berechnung des spektralen Resonanzverlaufs in einem gechirpten LPFG im Kapitel 5 herangezogen. Für beide Verfahren (CMT bzw. Matrix-Methode) sind die Fasermoden mit ihren Feldern und Ausbreitungskoeffizienten zu berechnen. Letztere sind allein schon zur Bestimmung der Resonanzwellenlänge notwendig.

Zu Beginn des Kapitels werden die für die numerische Berechnung der Fasermoden relevanten theoretischen Grundlagen vorgestellt. Einen wesentlichen Teil bildet dabei die in vielen Lehrbüchern hergeleitete skalare Wellengleichung (z.B. [91]), wie sie bei schwach führenden Wellenleitern Anwendung findet. Die mit der skalaren Theorie berechneten Ausbreitungskoeffizienten der Fasermoden bei einer vorgegebenen rotationssymmetrischen Brechzahlverteilung machen einen Vergleich der Theorie mit dem Experiment im Resonanzdiagramm möglich. Einen weiteren Teil bildet die analytische Lösung der CMT-Gleichungen in der für LPFG relevanten Form, um damit die Berechnung der spektralen Eigenschaften einer LPFG-Resonanz

---

<sup>1</sup>Coupled Mode Theory

durchzuführen. Der Vergleich zum Experiment wird gezogen. Am Ende des Kapitels werden die Ergebnisse aus Fasermodenberechnung und CMT zur Berechnung der Resonanzstärken und zur Berechnung eines kompletten LPFG-Resonanzspektrums zusammengeführt.

## 3.1 Fasermodenberechnung

Die Fasermodellierung beinhaltet die Berechnung der geführten Fasermoden mit ihren Ausbreitungskoeffizienten  $\beta$  und ihren Modenfeldern, sowohl im Kern, wie auch im Mantel. Die Modenfelder werden allerdings erst im 2. Teil der Modellierung, der spektralen Verteilung, benötigt. Die Berechnung der Felder und Ausbreitungskoeffizienten erfolgt durch numerische Lösung der skalaren Wellengleichung, wie sie für schwach führende Wellenleiter gilt (siehe Anhang).

### 3.1.1 Skalare Wellengleichung für schwach führende Wellenleiter

Der überwiegende Teil der heutzutage eingesetzten Glasfasern ist vom Typ der schwach führenden Wellenleiter, das heißt, der Brechzahlunterschied zwischen Kern- und Mantelbereich liegt in der Größenordnung um  $10^{-2}$ . Ist zudem die Faser rotationssymmetrisch, so sind die Moden entartet und nahezu linear polarisiert (*LP*-Moden). Dies erlaubt eine Abspaltung des Polarisationsvektors in den sonst vektoriellen Feldern der Moden und eine Darstellung des transversalen Feldes als

$$\mathbf{e}_t(x, y) = e_x(x, y)\hat{\mathbf{x}} + e_y(x, y)\hat{\mathbf{y}} \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnen  $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$  die jeweiligen Einheitsvektoren der transversalen Koordinatenachsen und  $e_{x,y}(x, y)$  eine skalare Größe  $\psi$ , als Lösung der skalaren Wellengleichung [91]:

$$(\nabla_t^2 - \beta_s^2 + k^2 n^2)\psi = 0. \quad (3.2)$$

Eine Besonderheit ergibt sich für die Mantelmoden, da die Grenzfläche Mantel-Außenbereich der Faser keine kleine Brechzahldifferenz mehr darstellt. Dennoch führt auch für diesen Fall die Berechnung der Moden mit der skalaren Wellengleichung zu guten Ergebnissen, sofern keine Polarisationsseigenschaften benötigt werden. Die Abweichungen der skalaren von den exakten Modenausbreitungskonstanten liegen im Prozentbereich, wie Vergleichsrechnungen zeigen. Die in (3.2) enthaltene skalare Modenausbreitungskonstante  $\beta_s$  unterscheidet sich von der exakten Modenausbreitungskonstanten  $\beta$ , soll aber im weiteren Verlauf mit dieser gleichgesetzt werden. Hierbei geht der Einfluss der Polarisation der einzelnen Wellenleitermoden verloren. Sind die einzelnen Polarisierungen und deren Ausbreitungskoeffizienten bei Polarisationsmessungen wichtig, so muß auf Korrekturen der skalaren Ausbreitungskoeffizienten wie in [91] oder auf

die Vektorwellengleichungen zurückgegriffen werden. In der hier vorliegenden Arbeit wurde die Polarisierung von einem theoretischen Standpunkt nicht weiter berücksichtigt, da der numerische Aufwand recht beachtlich ist und Polarisierungseffekte in den Messungen keine Rolle spielten.

Die im weiteren Verlauf auftauchenden Simulationsergebnisse beruhen auf der numerischen Lösung der skalaren Wellengleichung bei schwach führenden Wellenleitern [81]. Dabei wurde der Kernbereich, unter Zuhilfenahme von Brechzahlmessungen der Faser-Preform aus der Faserherstellung modelliert und für den Mantel-Luft-Übergang ein Stufenindex gewählt. In einem früheren Lösungsansatz wurden zuerst die Kernmoden berechnet, indem ein unendlich ausgedehnter Mantel angenommen wurde. Danach wurden die Mantelmoden in einer Konfiguration eines Wellenleiters ohne Kernbereich, also nur Mantel-Luft Führung angenommen (vgl. [11]). Die daraus berechneten Mantelmodenkopplungen waren aber nicht mit experimentellen Ergebnissen in Übereinstimmung zu bringen. Dieser Lösungsansatz wurde verworfen. Es ist erforderlich die gesamte Faser als solche in einem einzigen Schritt zu modellieren. Dieses Erkenntnis deckt sich gut mit Simulationsergebnissen aus [53] und [26]. Die im Kern geführten Moden werden dabei als Kernmoden und die im Mantel geführten als Mantelmoden betrachtet. Nach diesem Verfahren gewonnenen effektive Modenbrechzahlen bilden die Grundlage für Kopplungsrechnungen. Hierbei sind 2 verschiedene Wege für die Berechnung der Moden möglich:

1. Die Berechnung der Moden erfolgt mit einer Brechzahlverteilung wie sie aus der Brechzahlmessung der Faser-Preform bei der Faserherstellung nach Skalierung auf die Cut-off-Wellenlänge hervorgeht. Danach wird eine mittlere UV-induzierte Brechzahlerhöhung  $\delta n_{UV}$  abgeschätzt und zum berechneten effektiven Index  $n_{01}$  der Kernmode addiert. Eine solche Abschätzung ist notwendig, da die experimentelle UV-induzierte Brechzahlerhöhung nur schwer zu ermitteln ist. Über  $\delta n_{UV}$  werden dann, nach Berechnung der verschiedenen Resonanzwellenlängen  $\lambda_r^{(i)}$  mit Hilfe der Resonanzbedingung 2.1, in einem iterativen Prozess die theoretischen Daten den experimentellen angeglichen und daraus die tatsächliche UV-induzierte mittlere Brechzahlerhöhung abgeleitet.
2. Es wird, wieder ausgehend von der Preformmessung, eine angepasste Brechzahlverteilung ermittelt. Dazu wird ebenfalls eine abgeschätzte Brechzahlanhebung  $\delta n_{UV}$  angenommen, die diesmal mit der Germaniumkonzentration im Kern gewichtet wird und so eine neue Brechzahlverteilung ergibt. Mit der neuen Brechzahlverteilung werden die Moden und ihre effektiven Brechzahlen berechnet, die dann in die weiteren Berechnung für die  $\lambda_r^{(i)}$  eingehen. Eine Anpassung an die experimentellen Daten wird hier ebenfalls durch Variation von  $\delta n_{UV}$  erreicht.

Beide Ansätze liefern in Bezug auf das Experiment gleich gute Ergebnisse.

### 3.1.2 Numerische Lösung der Ausbreitungskonstanten

Die numerische Bestimmung der Modenausbreitungskoeffizienten bildet die Grundlage zur Identifikation der Resonanzen in den LPFG-Spektren. Die Ausbreitungskoeffizienten  $\beta$  bestimmen die Lage der Resonanzwellenlänge, bei der die Kopplung erfolgen wird. Eine Abschätzung der UV-induzierten Brechzahlhebung ist hierbei notwendig, da sich die Resonanzwellenlängen mit zunehmender Brechzahlerhöhung verschieben. Zudem ist eine genaue Modellierung der Moden erforderlich, weil sich die modale Dispersion auf die spektrale Verteilung der Resonanzen stark auswirkt. Des Weiteren ist für die Modellierung der Resonanzstärken eine gute Modenfeldberechnung wichtig. In Abb. (3.1-3.4) sind die modellierten Größen exemplarisch für die Faser 100MA0 aufgezeigt.

Ausgangspunkt ist ein numerischer Modenlöser auf Basis der skalaren Wellengleichung für rotationssymmetrische Profile [81]. Dieser wurde mit einer skalierten Brechzahlstruktur aus einer Faserpreformmessung (Abb. 3.1) gefüttert. Die Skalierung erfolgte vom Faserpreformdurchmesser auf den realen Faserradius, welcher aus Faserziehprotokollen des IPHT bekannt war. Die daraus resultierende effektive Modenbrechzahl  $n_{01}$  der Kernmode ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die zugehörige transversale elektrische Feldverteilung dieser Kernmode bei der Wellenlänge  $\lambda = 1550\text{nm}$  zeigt Abb. 3.2. In Abbildung 3.4 sind die effektiven Brechzahlen der ersten fünf Mantelmoden  $LP_{02}^{(1)} - LP_{06}^{(5)}$  über der Wellenlänge aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die unterschiedliche Wellenleiterdispersion der Mantelmoden, die sich stark auf den spektralen Abstand der LPFG-Resonanzen auswirkt.

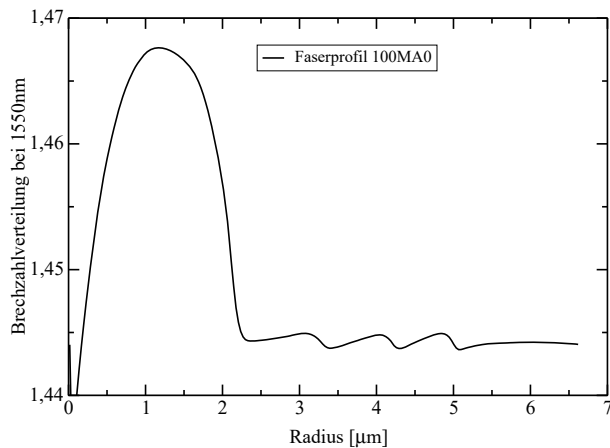


Abb. 3.1: Auf die Cut-off-Wellenlänge skalierte Brechzahlverteilung der Preformdaten der Faser 100MA0 bei 1550nm.

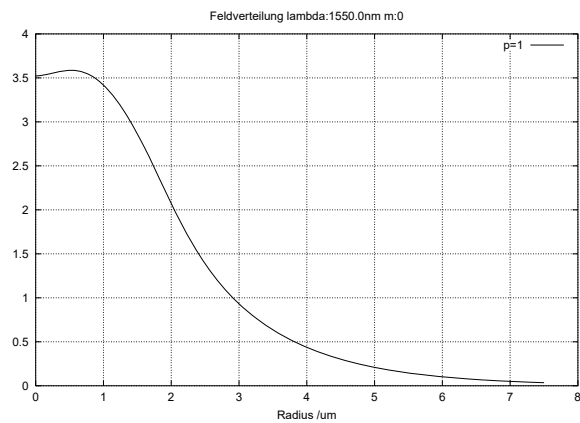


Abb. 3.2: Feldverteilung der Kernmode  $LP_{01}$  der Faser 100MA0 bei 1550nm, berechnet aus skalierten Preformdaten.

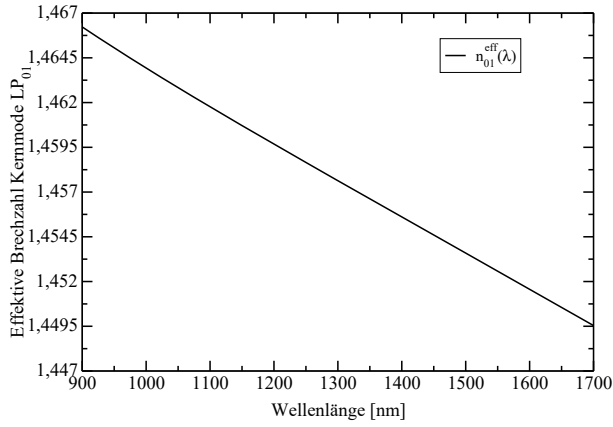


Abb. 3.3: Effektive Brechzahl der Kernmode  $LP_{01}$  der Faser 100MA0

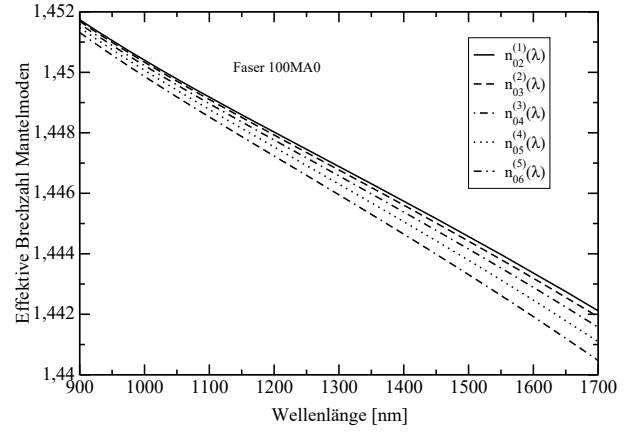


Abb. 3.4: Effektive Brechzahlen der ersten fünf Mantelmoden der Faser 100MA0.

Die transversalen elektrischen Felder der Mantelmoden im Vergleich zur Kernmode werden im nachfolgenden Abschnitt aufgezeigt. Alle hier aufgeführten Moden haben in azimuthaler Richtung keine Feldknoten, somit ist der azimuthale Modenindex  $m = 0$ . In rotationssymmetrischen Fasern sind vorerst nur die Moden mit azimuthaler Ordnung  $m = 0$  von Interesse, da nur diese aufgrund von Symmetrieüberlegungen mit der symmetrischen Kernmode  $m = 0, p = 1$  im LPFG koppeln können. Alle anderen Moden koppeln nicht, sofern die Brechzahlerhöhung (das Gitter) homogen über den Kernquerschnitt erzeugt wurde. In Kapitel 6 wird auf den Einfluss asymmetrischer Strukturen eingegangen.

## 3.2 Spektrale Eigenschaften der Kopplungen im LPFG

Einen theoretischen Zugang zu der spektralen Verteilung einer Resonanz zwischen Kernmode und  $i$ -ter Mantelmode erhält man über die Theorie der gekoppelten Moden (CMT), die im Anhang B in einer für diese Arbeit einheitlichen Notation dargestellt wird. In die Bewegungsgleichungen der CMT geht die Brechzahlstörung  $\Delta n_g$  (das Gitter) explizit ein. Für alle in dieser Arbeit vorkommenden Fasergitter-Grundtypen reicht - ohne Berücksichtigung des radialen Profils - folgender Ansatz aus:

$$\Delta n_g(z) = \Delta n_{DC}(z) + \Delta n_{AC}(z) \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \quad (3.3)$$

Die reellwertigen Funktionen  $\Delta n_{DC}(z)$  und  $\Delta n_{AC}(z)$  beschreiben eine langsame Variation der Brechzahlanhebung bzw. -modulationsamplitude,  $\phi(z)$  beschreibt die Phase. Im Fall eines homogenen Gitters über die Länge  $L$  sind  $\Delta n_{DC}$ ,  $\Delta n_{AC}$  und  $\phi$  konstant und beschreiben die maximale Anhebung, Amplitude und Anfangsphase. In diesem speziellen Fall ergeben sich aus der CMT für die Transmission im Kern  $T_K^{(i)}$  und die Überkopplung in den Mantel  $T_X^{(i)}$  folgende

analytische Lösungen (siehe Anhang):

$$T_K^{(i)} = \cos^2[\gamma_i L] + \frac{1}{1 + \frac{\kappa_i^2}{\sigma_i^2}} \sin^2[\gamma_i L] \quad (3.4)$$

und für die Überkopplung in den Mantel

$$T_X^{(i)} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_i^2}{\kappa_i^2}} \sin^2[\gamma_i L] \quad (3.5)$$

Hierbei beinhaltet  $\gamma_i = \sqrt{\sigma_i^2 + \kappa_i^2}$  den verallgemeinerten Selbstkopplungskoeffizienten  $\sigma_i$ , der mit

$$\sigma_i = \delta_i + \frac{\kappa_K^{DC} - \kappa_M^{(i)DC}}{2} - \frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz}, \quad (3.6)$$

aus dem Selbstkopplungskoeffizienten der Kernmode

$$\kappa_K^{DC} = 2\Delta n_{DC} \frac{\omega n_{01}}{4} \iint_{Kern} \Delta \hat{n}(x, y) |\mathbf{e}_{tK}(x, y)|^2 dx dy, \quad (3.7)$$

dem Selbstkopplungskoeffizienten der  $i$ -ten Mantelmode

$$\kappa_M^{(i)DC} = 2\Delta n_{DC} \frac{\omega n_{01}}{4} \iint_{Kern} \Delta \hat{n}(x, y) |\mathbf{e}_{tM}^{(i)}(x, y)|^2 dx dy \quad (3.8)$$

und der Phasenanpassung  $\delta_i = (\beta_{01} - \beta_{mp}^{(i)})/2 - \pi/\Lambda$  gebildet wird. Das Überlappintegral  $\kappa_i$  ist durch

$$\kappa_i = \Delta n_{AC} \frac{\omega n_{01}}{4} \iint_{Kern} \Delta \hat{n}(x, y) \mathbf{e}_{tK}(x, y) \mathbf{e}_{tM}^{*(i)}(x, y) dx dy \quad (3.9)$$

gegeben. In die Kopplungskoeffizienten gehen die transversalen Modenfelder der an der Kopplung beteiligten Moden ein. Bei der Beschränkung auf rotationssymmetrische, schwach führenden Fasern sind dies die aus der skalaren Wellengleichung erhaltenen Kernmodenfelder  $\mathbf{e}_{tK}$  und Mantelmodenfelder  $\mathbf{e}_{tM}^{(i)}$ . Der Einfluss der Dotierung auf die UV-induzierte Brechzahl-erhöhung wird durch die transversale, auf eins normierte Profilkfunktion  $\Delta \hat{n}$  der Faser berücksichtigt.  $\omega$  bezeichnet die Kreisfrequenz und  $n_{01}$  die effektive Modenbrechzahl der Kernmode. Ist die Brechzahlstörung  $\Delta n_g$  nicht mehr homogen über den Wellenleiterquerschnitt, so muss  $\Delta n_{AC, DC}$  in (3.7-3.9) im Integral verbleiben.

Abb.(3.5) zeigt eine typische Transmissionskurve für den Kern bei unterschiedlichem  $\kappa_i L$ -Produkt. Eine vollständige Überkopplung des Kernlichts in den Mantel erfolgt, wenn  $\kappa_i L = a\pi - \pi/2; a \in \mathcal{N}$ . Dabei wachsen die Seitenbanden mit zunehmendem  $a$  an. Die Übereinstimmung zwischen theoretischem und experimentellem Spektralverlauf in der Umgebung einer Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$  ist nach Anpassung der Kopplungsstärke  $\kappa_i$  für eine Vielzahl von Resonanzen sehr gut (Abb. 3.6). Die Anpassung von  $\kappa_i$  ist notwendig, da  $\Delta n_{AC}$  im Experiment oft nur ungenau bekannt ist. Wird als Resonanzbandbreite  $\Delta \lambda_0$  der spektrale Abstand



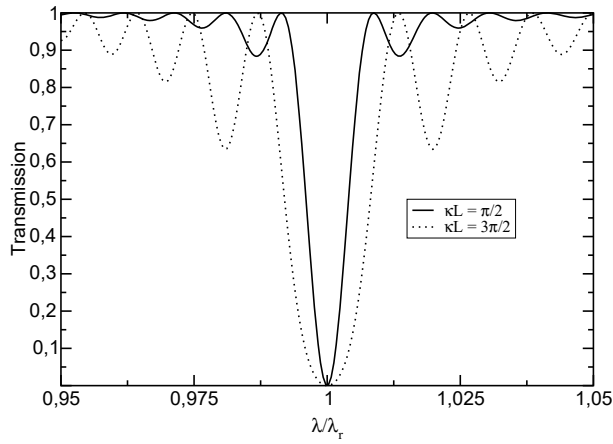


Abb. 3.5: Berechneter spektraler Verlauf  $T_K$  einer LPFG-Kopplung bei homogenem Gitter und  $\kappa L = \pi/2$  bzw.  $3\pi/2$ .

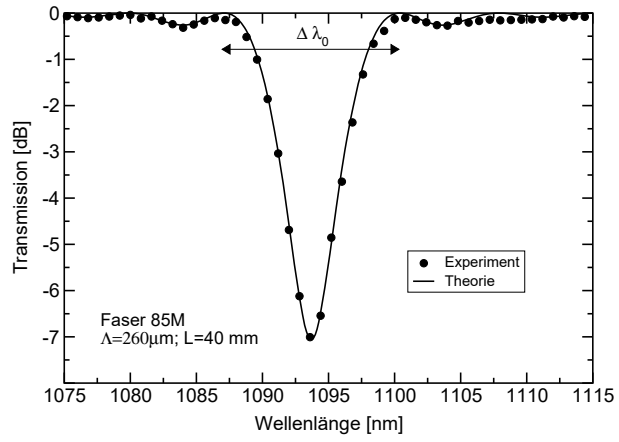


Abb. 3.6: Vergleich zwischen experimentellem und theoretischem Spektrum einer LPFG-Resonanz.

der ersten beiden Überkopplungsminima links und rechts der Resonanzwellenlänge definiert, gilt für  $\kappa_i L \leq \pi$  folgende Näherung für die normalisierte Bandbreite [26]:

$$\frac{\Delta\lambda_0^{(i)}}{\lambda_r^{(i)}} \cong \frac{\lambda_r^{(i)}}{\Delta n^{(i)} L} \sqrt{1 + \left(\frac{\kappa_i L}{\pi}\right)^2} \quad (3.10)$$

Bezeichnet  $N$  die Anzahl der Perioden eines Gitters mit der Periode  $\Lambda$ , gilt für die Länge  $L = N\Lambda$ . Bei einem konstanten  $\kappa_i L$ -Produkt verkleinert sich die Resonanzbandbreite mit zunehmender Periodenanzahl  $N$ , bzw. vergrößert sich, wenn  $N$  abnimmt.

Die Überkopplung erreicht ihr Maximum bei  $\sigma_i = 0$ . Die maximale Überkopplung (minimale Kerntransmission)

$$t_x^{max} = \sin^2[\kappa_i L] \quad (3.11)$$

wird bei der Wellenlänge

$$\lambda_{max}^{(i)} = \frac{1}{1 - (\kappa_K^{DC} - \kappa_M^{(i)DC}) \frac{\Lambda}{2\pi}} \lambda_D^{(i)}; \quad \lambda_D^{(i)} \equiv \Delta n^{(i)} \Lambda \quad (3.12)$$

erreicht.  $\lambda_D^{(i)}$  ist die „Designwellenlänge“, d.h. die Resonanzwellenlänge, bei der ein sehr schwaches Gitter ( $\Delta n_{DC} \approx 0$ ) die Resonanzbedingung  $\Delta\beta^{(i)} - 2\pi/\Lambda = 0$  erfüllt. Dort ist mit  $\sigma_i \approx 0$  gerade  $\gamma_i = \kappa_i$ . Experimentell ist solch ein schwaches Gitter nur sehr schlecht auszuwerten, da im Kern die Mantelmoden nur geringe Feldanteile besitzen, die Kopplungen  $\kappa_i$  dadurch sehr klein bleiben, und somit die Resonanzen nur bei sehr großen Gitterlängen sichtbar werden.

Befindet sich die induzierte Brechzahlstörung nur im Kern, so ist der Selbstkopplungskoeffizient  $\kappa_K^{DC}$  in (3.7) der Kernmode viel größer als der Selbstkopplungskoeffizient  $\kappa_M^{(i)DC}$  der Mantelmoden, da das Kernmodenfeld viel stärker im Kern konzentriert ist (siehe Abschnitt Resonanzstärken). Wird nun  $\kappa_M^{(i)DC}$  gegenüber  $\kappa_K^{DC}$  vernachlässigt und  $\kappa_K^{DC} = 2\pi\overline{\delta n_{uv}}/\lambda$  wie

im Fall der Faser-Bragg-Gitter gesetzt [27], so wird (3.12) zu

$$\lambda_{max}^{(i)} \cong \left(1 + \frac{\overline{\delta n_{uv}}}{\Delta n^{(i)}}\right) \lambda_D^{(i)} \quad (3.13)$$

Dabei wurde angenommen, dass die UV-induzierte Brechzahländerung der Kernmode  $\overline{\delta n_{uv}}$  viel kleiner als die effektive Brechzahldifferenz  $\Delta n^{(i)}$  der beiden Moden ist. Die Resonanzen werden sich somit beim Einschreiben zu längeren Wellenlängen hin mit einem Faktor von  $\overline{\delta n_{uv}}/\Delta n^{(i)}$  verschieben (Abb. 3.7). Diese Verschiebung erlaubt umgekehrt einen Rückschluss

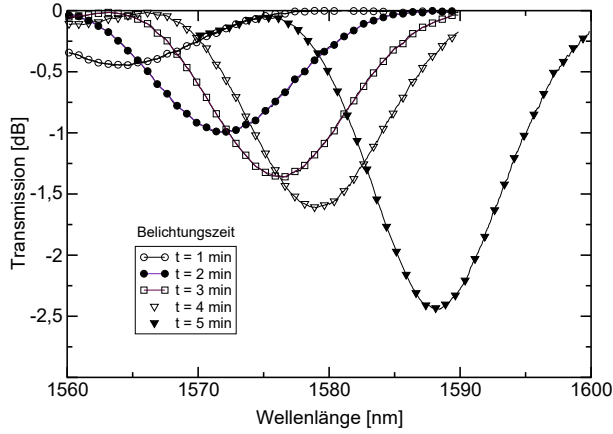


Abb. 3.7: Verschiebung der Resonanzwellenlänge beim kontinuierlichen Einschreiben.

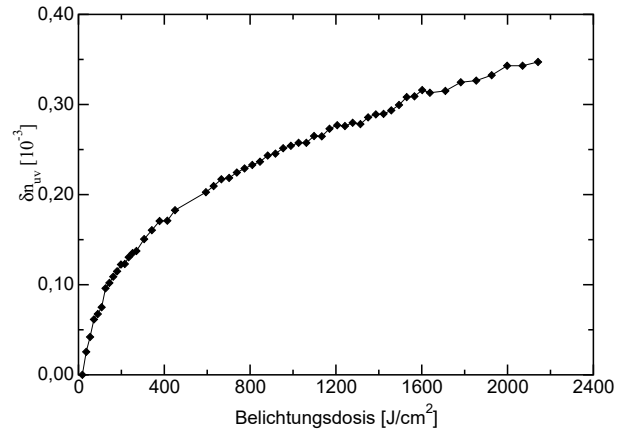


Abb. 3.8: Mittlere UV-induzierte Brechzahlserhöhung  $\overline{\delta n_{uv}}$ .

auf die induzierte Brechzahländerung. Nimmt man z.B. bei konstanter Gitterlänge die Entwicklung der Resonanzwellenlänge mit der Belichtungs-dosis auf, so kann daraus die mittlere, induzierte Brechzahländerung  $\overline{\delta n_{uv}}$  bestimmt werden (Abb. 3.8), sofern sich die Differenz der effektiven Modenbrechzahlen  $\Delta n^{(i)}$  nahezu konstant verhält. Dieses Verhalten ist bei großer Dispersion einer der Moden nicht mehr gegeben.

### 3.2.1 Modellierung der LPFG-Resonanzstärken

Die Stärke jeder LPG-Resonanz ist nach Gl. (3.11) abhängig von der Gitterlänge  $L$  und der Kopplungsstärke  $\kappa_i$ . Für ein konkretes Gitter ist die Gitterlänge fest und daher für jede Resonanz gleich. Die Resonanzen unterscheiden sich aber stark in ihrer Kopplungsstärke, da die Kopplungsstärke nach Gl. (3.9) das Überlappintegral aus Kernmodenfeld und Mantelmodenfeld gewichtet mit der Brechzahlstörung  $\Delta n_{AC}$  ist. Die Koppelintegrale können nur mit Kenntnis der Modenfelder numerisch ausgewertet werden. Hierzu wurden die skalaren Modenfelder  $\psi$  aus der numerischen Lösung der skalare Wellengleichung (3.2) in die Koppelintegrale (3.9) eingesetzt. Hierbei geht eine eventuell vorhandene transversale Inhomogenität in der Brechzahlstörung verloren, da die Faser und die Brechzahlstörung im skalaren Fall als

rotationssymmetrisch angenommen werden. Abb. 3.9 zeigt die Verteilung der normierten Modenfelder mit  $m = 0$  über den Faserquerschnitt. Die Normierung erfolgt durch die für schwach führende rotationssymmetrische Fasern gültige Gleichung [91]

$$P_\mu = \frac{\beta_\mu}{2\mu_0\omega} \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_\mu^2 dA \quad (3.14)$$

mit  $P_\mu$  als der in der  $\mu$ -ten Mode geführten Leistung. In Abb. 3.10 sind die Kopplungsstärken für die Kopplung der einzelnen Mantelmoden mit der Kernmode bei der Wellenlänge

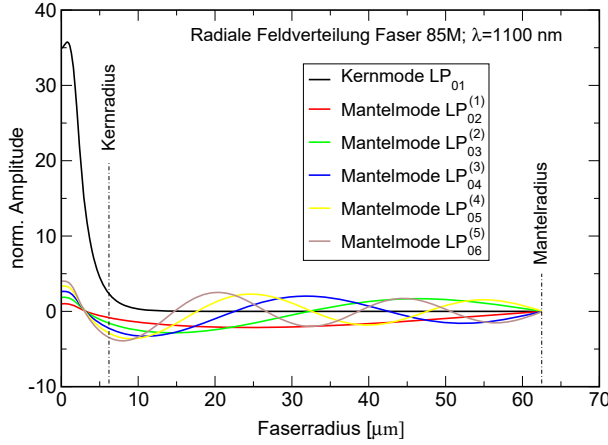


Abb. 3.9: Numerisch berechnete rotationssymmetrische Modenfelder.

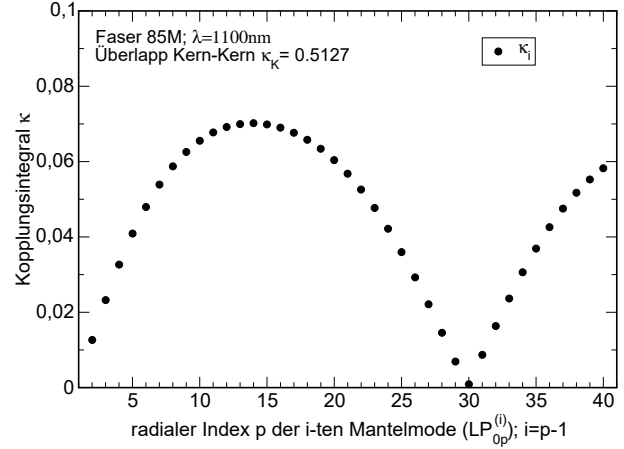


Abb. 3.10: Numerisch berechnete Kopplungskoeffizienten.

$\lambda = 1100\text{nm}$  über ihrem radialen Modenindex  $p$  aufgetragen. Typisch für eine Standard-Faser-Struktur ist die anfängliche Zunahme der Koppelstärke mit wachsendem Mantelmodenindex. Sie fällt dann nach Erreichen eines Maximums bei einem radialen Index  $p = 14$  wieder ab und steigt bei  $p > 30$  erneut an. Für diese Wellenlänge hat somit die Mantelmode  $\text{LP}_{014}^{(13)}$  den größten Überlapp mit der Kernmode im Kernbereich. Ändern sich die Modenfelder mit der Wellenlänge nur wenig, so findet sich diese Resonanzstärkenverteilung im LPFG-Spektrum wieder. Allerdings ist der spektrale Abstand der Resonanzen doch recht groß und somit ist diese Verteilung nur qualitativ im Spektrum wiedergegeben. Des Weiteren ist die Verteilung stark Faserabhängig. Andere radiale Brechzahlverläufe ergeben etwas geänderte Stärkenverteilungen. Die Tendenzen sind jedoch in etwa gleich. Zu bemerken wäre an dieser Stelle auch der um etwa eine Größenordnung höhere Koeffizient der Kern-Kern-Kopplung.

Die Stärkenverteilung lässt sich qualitativ auch mit den radialen Feldverläufen der Mantelmoden (Abb.3.9) erklären. Anteile mit negativen Feldkomponenten der Mantelmoden kompensieren positive Anteile im Überlappintegral  $\kappa_i$ . Bei zunehmendem Mantelmodenindex steigt der positive Feldanteil im Kern an. Gleichzeitig rutschen aber negative Anteile in den Kernbereich nach. Das Kopplungsintegral wird somit bei einer bestimmten Mantelmode ein Maximum annehmen, um dann bei höheren Mantelmoden wieder abzufallen, da der Einfluss der negativen

Feldanteile nun stärker wird. Bei einer hohen Mantelmode können sich die positiven und negativen Anteile im Kopplungsintegral gerade kompensieren (wie bei  $p = 30$ ). Danach nimmt die Kopplungsstärke erneut zu, weil jetzt wieder positive Anteile in den Kernbereich vordringen. Sie wird wieder auf ein Maximum zusteuern, welche aber nicht mehr den Kopplungswert der  $LP_{014}^{(13)}$ -Mode erreicht. In der Praxis ist dieser Abfall und erneute Anstieg in der Kopplungsstärke bei LPFG aber nicht mehr zu beobachten, da die Resonanzen maximaler und minimaler Kopplung spektral zu weit voneinander entfernt liegen.

### 3.2.2 Modellierung eines LPFG-Resonanzspektrums

Zur Berechnung des gesamten Resonanzspektrums über einen größeren Spektralbereich werden die Koppelintegrale der Moden, wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben, für jede Wellenlänge berechnet. Danach werden in den Resonanzformeln nur die Koppelintegrale zweier in Resonanz befindlicher Moden gewertet, die den größten Anteil liefern. Diese Vorgehensweise ist bei großem spektralem Abstand der Einzelresonanzen gerechtfertigt, da über das Gitter nur jeweils eine Mantelmode in Resonanz mit der Kernmode ist. Die Einschränkung auf nur 2 Moden wurde schon bei der Theorie der gekoppelten Moden in der Entwicklung der Modenfelder gemacht und stellt somit keine weitere Einschränkung dar.

Liegen die Resonanzen dagegen sehr dicht und kommt es zu Überlappungen der Resonanzen im Spektrum, so müssten in der Entwicklung der Modenfelder in (B.22) mehr als nur 2 Moden berücksichtigt werden. Dies führt allerdings zu mehreren gekoppelten Differentialgleichungen, die auf numerischem Wege gelöst werden müssten, um das entsprechende Resonanzspektrum zu erhalten. Auf eine solche, numerisch sehr aufwändige Vorgehensweise wurde in der vorliegenden Arbeit verzichtet, da die Spektren in Bezug auf die Resonanzabstände meist „gutartig“ waren und somit die Beschränkung auf eine 2-Moden-Resonanz in guter Näherung die realen Verhältnisse beschreibt. Alle in dieser Arbeit gezeigten theoretischen Spektren wurden nach dem einfacheren numerischen 2-Moden-Verfahren berechnet.

Das berechnete Spektrum der Faser 95MA0 mit einem LPFG der Periode  $\Lambda = 280\mu m$  und einer Länge  $L = 35mm$  ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Es hat einen ähnlichen Verlauf, wie er auch experimentell beobachtet wird. Ein genauer Vergleich zwischen simuliertem und realem Spektrum wird in einem späteren Kapitel vorgenommen. Wird in der Simulation die Gitterlänge vergrößert, kommt es zur Überschreitung der maximalen Überkopplung einzelner Resonanzen ( $\kappa_i L > \pi/2$ ), die sich im Spektrum durch stark ausgeprägte Nebenmaxima dieser Resonanzen bemerkbar macht. In Abbildung 3.12 ist das LPFG-Spektrum der Faser 95MA0 für die Gitterlänge  $L = 60mm$  bei gleicher Periode und Brechzahlerhöhung wie vorher berechnet worden. Die Überhöhung der Nebenmaxima ist deutlich bei der Resonanz um

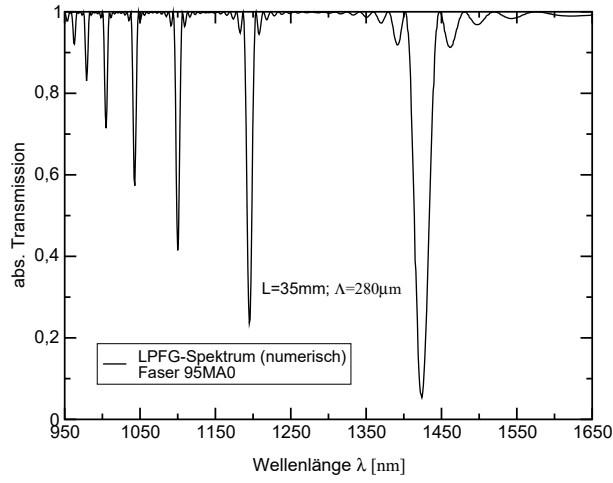


Abb. 3.11: Berechnetes LPFG-Spektrum der Faser 95MA0 mit Gitterparameter  $\Lambda = 280 \mu\text{m}$  und  $L = 35 \text{ mm}$ .

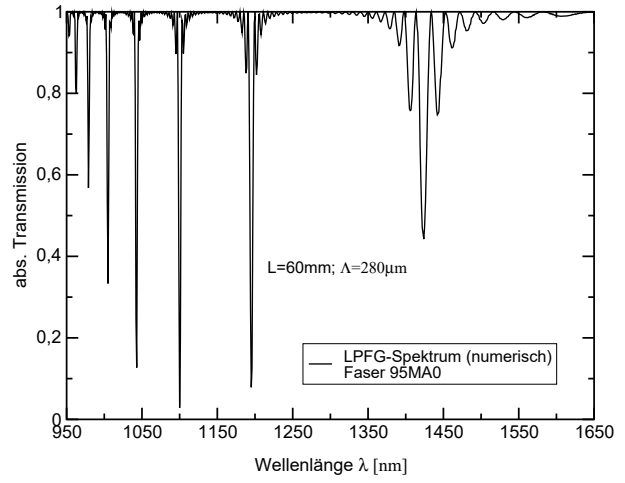


Abb. 3.12: Berechnetes LPFG-Spektrum der Faser 95MA0 mit Gitterparameter  $\Lambda = 280 \mu\text{m}$  und  $L = 60 \text{ mm}$ .

1400nm zu sehen. Andere, zuvor schwächere Resonanzen erreichen ihr Maximum (minimale Transmission) wie die Resonanz bei 1100nm. Auch wird die spektrale Breite der Resonanzen mit zunehmender Gitterlänge kleiner, wie in Abb. 3.12 erkennbar. Experimentell ist die Überschreitung der maximalen Überkopplung einzelner Resonanzen nur bei sehr langen und starken Gitter zu beobachten. In der Praxis wird eine solche Überschreitung vermieden, da das daraus resultierende komplizierte spektrale Verhalten bisher noch keine Anwendung findet.

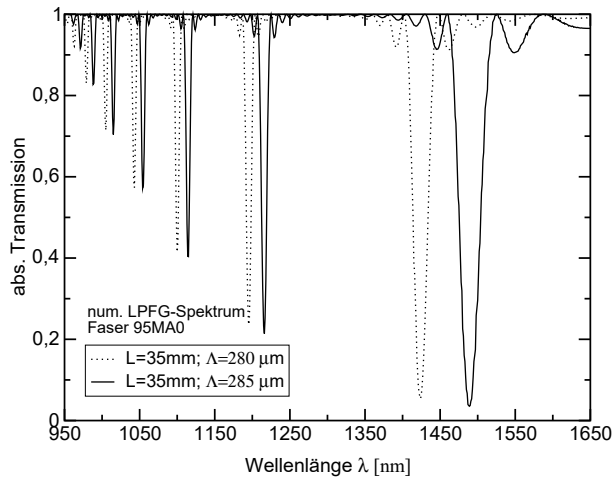


Abb. 3.13: Resonanzverschiebung im simulierten LPFG-Spektrum bei Änderung der Gitterperiode von  $280 \mu\text{m}$  auf  $285 \mu\text{m}$ .

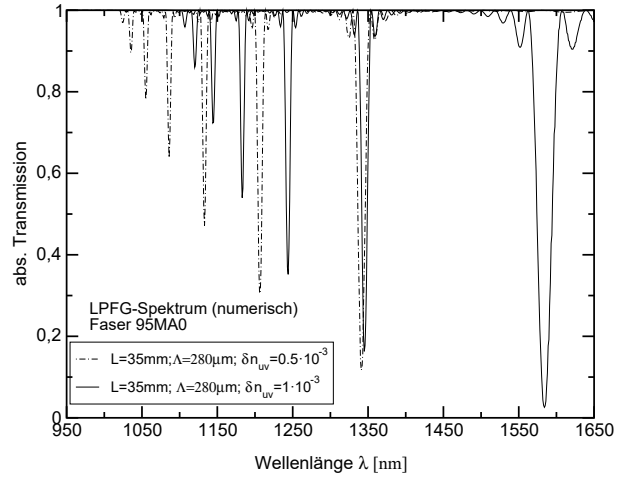


Abb. 3.14: Änderung des berechneten LPFG-Spektrums bei Verdopplung der UV-induzierten Brechzahlerhöhung.

Abbildung 3.13 zeigt die Änderung des simulierten Spektrums bei leicht unterschiedlicher Gitterperiode  $\Lambda' = 285 \mu\text{m}$ . Die Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$  einer Kern-Mantelmodenkopplung verschiebt sich ohne Berücksichtigung der Dispersion um das Verhältnis der beiden Gitterperioden  $\Delta\lambda_r = \Lambda'/\Lambda$ , wenn  $\Lambda$  die Gitterperiode zu  $\lambda_r^{(i)}$  war. Die leichte Veränderung in den

Resonanzstärken ist auf ein leicht geändertes Überlappintegral  $\kappa_i$  der transversalen Modenfelder zurückzuführen.

Wird in der Simulation die induzierte Brechzahl  $\overline{\delta n_{uv}}$  erhöht, kommt es ebenfalls zu einer Änderung der Resonanzwellenlängen und -stärken. Abb. 3.14 verdeutlicht die drastische Verschiebung bei Verdopplung der induzierten Brechzahlerhöhung. Die Resonanz bei  $1350\text{nm}$  rutscht bis an den Rand des betrachteten Spektralbereichs. Es zeigt sich hier eine experimentelle Problematik. Die beobachteten Resonanzen wandern während des Einschreibvorgangs sehr schnell aus dem messbaren Spektralbereich. Für Fasern mit moderater Dispersion verschiebt sich das gesamte Spektrum bei Brechzahlerhöhung zu höheren Wellenlängen hin. Es gibt allerdings auch Kern-Mantelmodenkopplungen deren Resonanzwellenlängen sich zu niedrigeren Werten hin verändern. Bei Doppelresonanzen tritt eine spezifische Kern-Mantelmodenkopplung sogar mit 2 Resonanzwellenlängen in Erscheinung, die sich aufeinander zu oder voneinander weg bewegen. Eine genaue Erklärung für dieses Verhalten wird im nächsten Kapitel gegeben.

Zudem ändern sich die Resonanzen bezüglich ihrer Stärke erheblich, da zu den wellenlängenabhängigen Modenfeldänderungen wie vorher auch eine zusätzliche Komponente, die Brechzahlerhöhung nach (3.9) in das Überlappintegral eingeht. Dieser Umstand erschwert dem Experimentator die online-Verfolgung der Resonanzen beim Gittereinschreiben, und er ist somit auf eine gute Modellierung zur Identifikation der Resonanzen nach Abschluss des Einschreibevorgangs angewiesen.

# Kapitel 4

## Spektrale Grundformen von LPFG-Kopplungen

Die theoretischen Betrachtungen mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden führten zu der spektralen „Idealform“ einer Kern-Mantelmodenresonanz, die gut mit dem experimentell gemessenen spektralen Resonanzverlauf bei einer Vielzahl von LPFG-Resonanzen in unterschiedlichen Fasern übereinstimmt. Wie im Folgenden gezeigt wird, weichen allerdings einige spektrale Verteilungen, besonders ihre Bandbreiten, deutlich von dieser Idealform ab. In diesem Kapitel sollen diese Abweichungen vorgestellt und diskutiert werden.

### 4.1 Fasermoden-Dispersionsdiagramm

Wie im vorherigen Kapitel bereits angedeutet, kann die Wellenlängenabhängigkeit der effektiven Brechzahlen der einzelnen Moden (Dispersion) zu einer unterschiedlichen Veränderung der Resonanzwellenlänge bei ansteigender UV-induzierter Brechzahländerung führen. Bei der Herleitung des spektralen Resonanzverlaufs wurden die effektiven Brechzahlen der an der Kopplung beteiligten Moden als konstant und demnach als wellenlängenunabhängig angenommen. Dies ist in einer realen Faser natürlich nicht der Fall. In Abb. (4.1) wird deutlich, wie stark die Brechzahlen bzw. ihre Differenz von der Wellenlänge abhängen. Dargestellt ist die numerisch berechnete Differenz des effektiven Modenindex der Kernmode zum effektiven Modenindex verschiedener Mantelmoden in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Dispersionsdiagramm). Es entstand unter Zuhilfenahme der skalaren Wellengleichung in Verbindung mit Brechzahlmessungen aus der Faserherstellung. Jede durchgezogene Kurve ( $\Delta n^{(i)}(\lambda)$ ) entspricht einer Kombination aus Kernmode  $LP_{01}$  und  $i$ -ter Mantelmode  $LP_{mp}^{(i)}$  (Dispersionskurven), die im Folgenden mit  $LP_{01} \rightarrow LP_{mp}^{(i)}$  bezeichnet wird. Experimentelle Resonanzwellenlängen, die zu einer festen Gitterperiode gehören, liegen alle auf Gitter-Geraden gegeben durch  $\lambda/\Lambda$  (ge-

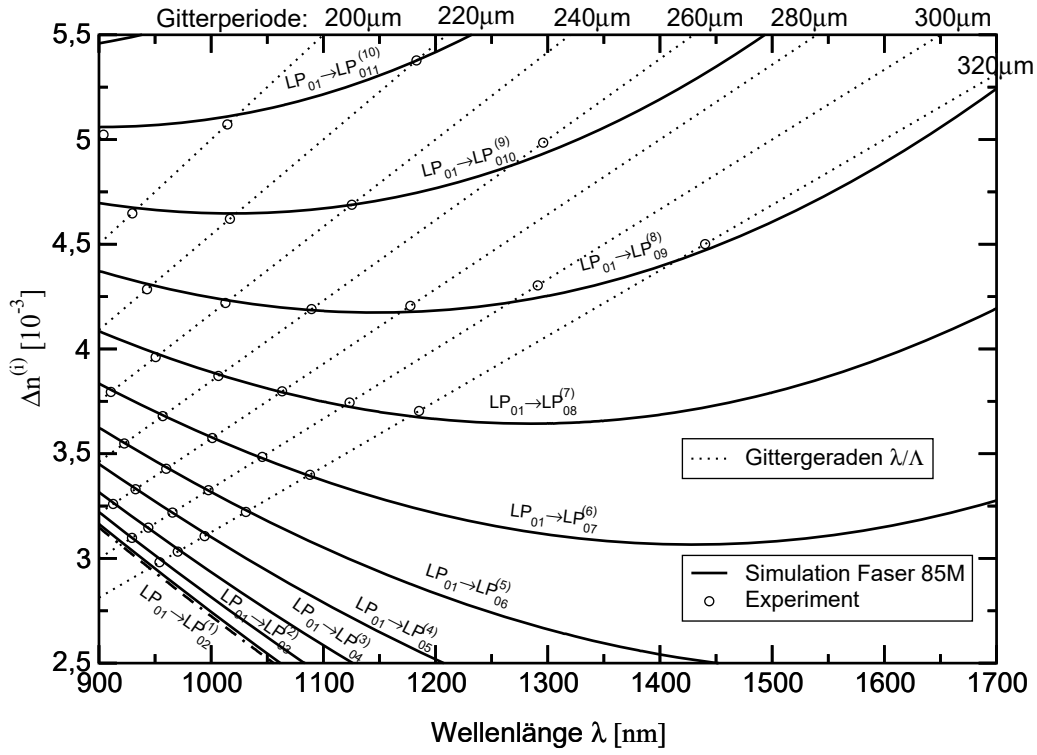


Abb. 4.1: Dispersion der effektiven Modenbrechzahldifferenz einer realen Faser.

strichelte Linien). Die Schnittpunkte dieser Gittergeraden mit den Dispersionskurven geben die spektrale Lage  $\lambda_r^{(i)}$  der Kopplungen bei gegebener Gitterperiode  $\Lambda$  wieder. Diese stimmen recht gut mit den experimentell ermittelten Resonanzwellenlängen (kleine Kreise) überein. In Bereichen in denen die Dispersionskurven flach verlaufen, bleibt  $\Delta n^{(i)}$  konstant über der Wellenlänge. In Bereichen in denen sie nach unten laufen, nimmt die Differenz der effektiven Brechzahlen ab (negative Dispersion) und in Bereich in denen sie nach oben steigen nimmt die Differenz zu (positive Dispersion).

An der Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$  kann die effektive Brechzahldifferenz  $\Delta n^{(i)}(\lambda)$  lokal entwickelt werden nach

$$\Delta n^{(i)}(\lambda) = \Delta n^{(i)}(\lambda_r^{(i)}) + \left. \frac{d\Delta n^{(i)}}{d\lambda} \right|_{\lambda_r^{(i)}} (\lambda - \lambda_r^{(i)}) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 \Delta n^{(i)}}{d\lambda^2} \right|_{\lambda_r^{(i)}} (\lambda - \lambda_r^{(i)})^2 + R(\lambda^3) \quad (4.1)$$

Wenn die Differenz der Modenausbreitungskoeffizienten  $\Delta\beta^{(i)} = \beta_{01} - \beta_{mp}^{(i)}$  im Resonanzbereich (d.h.  $\Delta\beta^{(i)} \approx 2\pi/\Lambda$ ) gerade mit der Wellenlänge skaliert (also tangential zur Gittergeraden verläuft), bleibt die Resonanzbedingung über einen größeren Wellenlängenbereich erhalten und die Resonanzbandbreite einer Kopplung vergrößert sich. Die Dispersion kann sogar bewirken, dass es im betrachteten Spektralbereich an zwei unterschiedlichen Wellenlängen zu einer Kern-Mantelmodenkopplung der selben beteiligten Moden kommt. In diesem Fall koppelt die Kernmode bei den Wellenlängen  $\lambda_{r1}^{(i)}$  und  $\lambda_{r2}^{(i)}$  an die  $i$ -te Mantelmode.



## 4.2 Abweichungen der Resonanzbandbreiten

### 4.2.1 Vergrößerung der Resonanzbandbreite

Die Resonanzbedingung  $2\delta_i = \Delta\beta^{(i)} - 2\pi/\Lambda = 0$  wird mit der „Designwellenlänge“  $\lambda_D^{(i)}$  eines infinitesimal schwachen Gitters (siehe vorhergehendes Kapitel) zu

$$\delta_i = \pi\Delta n^{(i)} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D^{(i)}} \right) \quad (4.2)$$

Ist nun durch die Fasergeometrie die Differenz der effektiven Brechzahlen  $\Delta n^{(i)}$  zweier Moden proportional zur Wellenlänge  $\lambda$ , hat sie also eine positive Dispersion, bleibt der Resonanzterm  $\delta_i$  klein und die beiden in Resonanz befindlichen Moden bleiben über einen größeren Wellenlängenbereich in Resonanz. Die Resonanzkurve verbreitert sich dadurch beträchtlich. Die Krümmung der Dispersionskurven führt zudem zu einer Verzerrung des Resonanzverlaufs und damit zu einer Störung der Symmetrie. In Abb. (4.2) ist deutlich die Abweichung der ex-

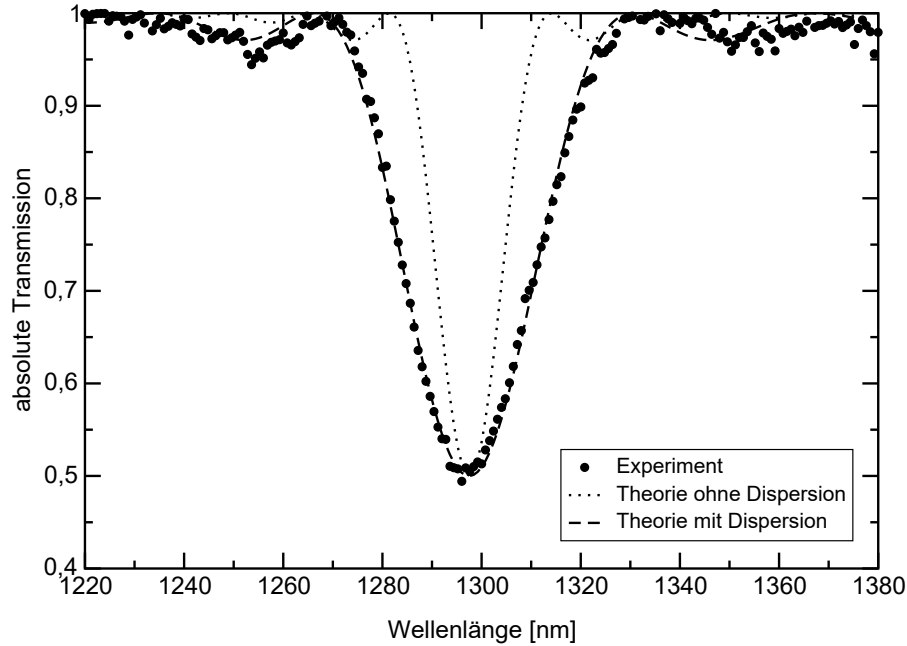


Abb. 4.2: Bandbreitenzunahme durch positive Dispersion von  $\Delta n^{(i)}$ .

perimentell gemessenen Resonanzkurve eines Gitters der Periode  $\Lambda = 260\mu m$  und der Länge  $L = 20mm$  von der theoretisch Berechneten zu sehen. Gut ist auch die Verzerrung zu sehen; zur Linken sitzen die Oszillationen näher an der eigentlichen Resonanz als zur Rechten. Nimmt man bei der theoretischen Berechnung nach (3.4) für den Resonanzterm  $\delta_i$  in (3.6) eine positive lineare Dispersion  $\frac{d\Delta n^{(i)}}{d\lambda}|_{\lambda_r^{(i)}}(\lambda - \lambda_r^{(i)})$  nach (4.1) hinzu, so lässt sich diese Verbreiterung recht gut theoretisch modellieren. Zur besseren Anpassung der Oszillationen an den kurz- und langwelligen Flanken der Resonanzkurve müsste auch noch ein quadratischer Term

in der Dispersion angenommen werden. Wie in Abb. (4.1) gut zu sehen ist, sind über einen größeren Wellenlängenbereich, über den sich die Resonanzen üblicherweise erstrecken, auch quadratische Dispersionsterme vorhanden (starke Krümmung der Dispersionskurven).

### 4.2.2 Verringerung der Resonanzbandbreite

In gleicher Weise kann das dispersive Verhalten von  $\Delta n^{(i)}$  die Resonanzbandbreite verkürzen. Der Resonanzterm  $\delta_i$  wächst dann schneller zu größeren Werten, als bei konstanter Brechzahl-differenz. Bild (4.3) zeigt für das gleiche Gitter eine Resonanz bei einer anderen Wellenlänge,

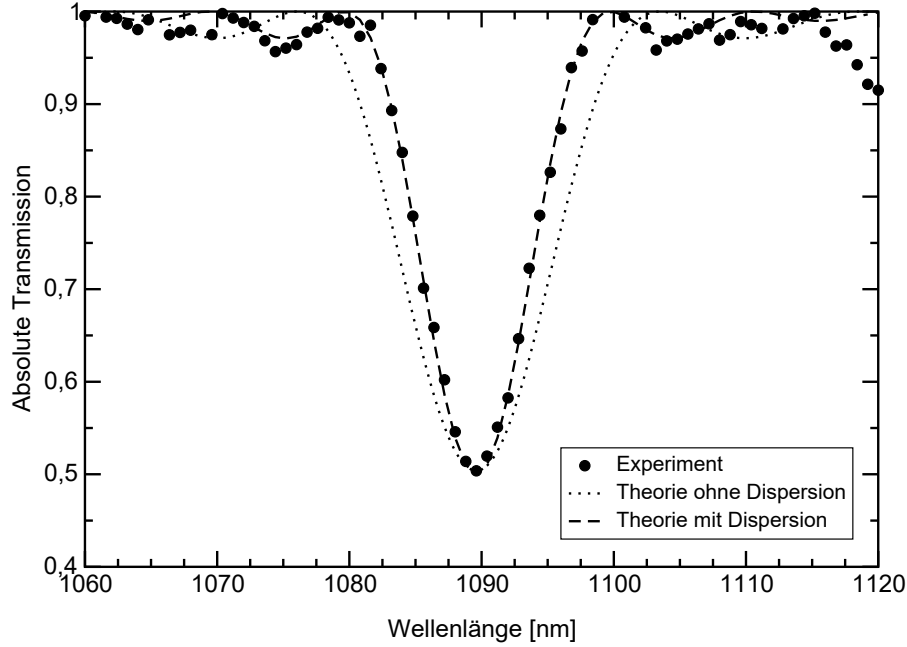


Abb. 4.3: Bandbreitenabnahme durch negative Dispersion von  $\Delta n^{(i)}$ .

die einen anderen Verlauf der Brechzahldifferenz in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt. Hier ist die Dispersion negativ und kann durch einen entsprechenden Wert wie bei der Resonanzverbreiterung theoretisch modelliert werden. In diesem Fall weist die Dispersionskurve  $\Delta n_{eff}(\lambda)$  nach unten und stößt fast senkrecht auf die Gittergerade  $\lambda/\Lambda$  in Abb. 4.1.

## 4.3 Verschiebung der Resonanzwellenlänge

Aus der theoretischen Modellierung ist ersichtlich, dass sich die Resonanzwellenlängen und Resonanzstärken beim Einschreiben verändern. Diese Veränderungen haben ihre Ursache in der kontinuierlichen Erhöhung der UV-induzierten Brechzahlstörung im Kern der Faser und damit der Verschiebung der Resonanzwellenlänge durch die Veränderung von  $\Delta n^{(i)}$  bzw. die Änderung der Resonanzstärke durch Vergrößerung des Modenüberlapps  $\kappa_i$ . Das Produkt  $\kappa_i L$

erhöht sich und die Resonanzstärke nimmt zu, während sich gleichzeitig die Bandbreite verringert. Dieses „klassische“ Verhalten der LPFG-Resonanzen beim Einschreiben ist bereits in Abbildung 3.7 bei der Ermittlung der UV-induzierten Brechzahlerhöhung gezeigt.

### 4.3.1 Konstante Resonanzwellenlänge

Wird beim Einschreiben eines LPFG nur die Gitterlänge  $L$  variiert, bleiben die Resonanzwellenlängen fest. Wie aus Gleichung (3.12) bzw. (3.13) ersichtlich, ändert sich bei konstanter Brechzahlerhöhung  $\overline{\delta n_{uv}}$  die Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$  nicht, wohl aber die Resonanzstärke, da nach (3.11) dort das Produkt  $\kappa_i L$  eingeht. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Resonanzstärke nimmt zu, und gleichzeitig wird die Resonanzbandbreite kleiner, in Übereinstimmung mit der theoretischen Resonanzbandbreite nach (3.10). Die Resonanzstärke erreicht ihr Maximum bei  $\kappa_i L = \pi/2$ . Dann ist die Überkopplung maximal und die Kerntransmission

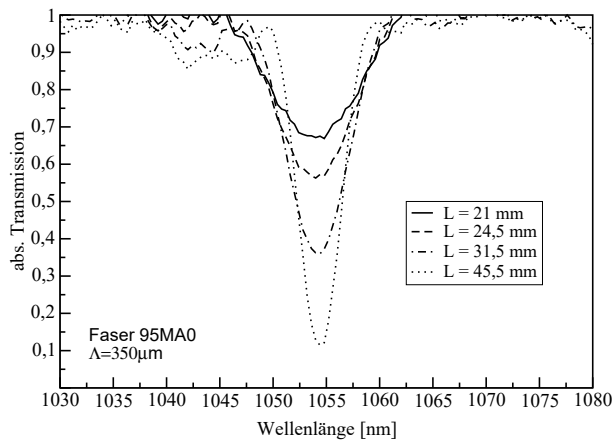


Abb. 4.4: Zunahme der Resonanzstärke bei Vergrößerung der Länge ohne Änderung von  $\overline{\delta n_{uv}}$  ( $\kappa_i$  bleibt konstant).

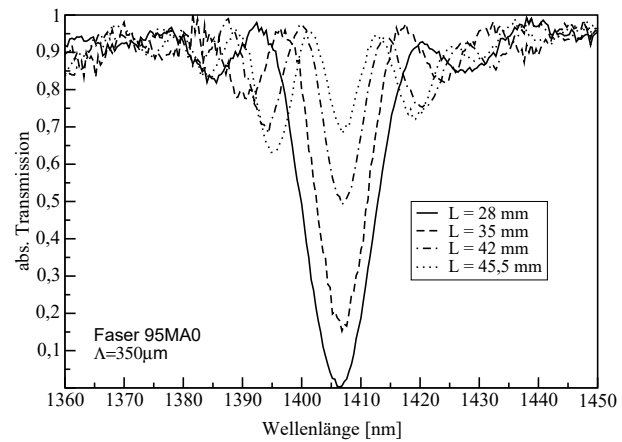


Abb. 4.5: Resonanzstärken-Rückgang einer Modenkopplung  $j$  bei Überschreitung von  $\kappa_j L = \pi/2$  mit  $\kappa_j$  konstant.

auf Null zurückgegangen (vgl. Resonanzverlauf einer anderen Modenkopplung bei  $L = 28\text{mm}$  in Abb. 4.5). Das im Kern geführte Licht wird durch das Gitter nahezu vollständig in den Mantel gekoppelt und dort über Streuverluste in den Außenraum abgestrahlt. Bei weiterer Erhöhung der Gitterlänge  $L$ , wird es zu einer Überschreitung der maximalen Überkopplung zwischen Kern- und Mantelmodenlicht kommen. Licht wird aus dem Mantel zurück in den Kern gekoppelt. Die Transmission im Kern nimmt wieder zu. Dabei sinkt die Transmission der Seitenbanden weiter ab, was sich durch eine verstärkte Ausprägung im Transmissionsspektrum bemerkbar macht. Dieses Verhalten ist in Abbildung (4.5) für eine andere Modenkopplung gezeigt. Die Resonanzbandbreite wird jedoch weiterhin abnehmen, da die Gitterlänge als Kehrwert eingeht.

### 4.3.2 Positive Resonanzverschiebung

Bei der überwiegenden Zahl der Kopplungen an Mantelmoden mit niedriger Ordnungszahl  $p$  verschieben sich die LPFG-Resonanzwellenlängen bei Vergrößerung der UV-induzierten Brechzahlerhöhung  $\overline{\delta n_{uv}}$  zu höheren Werten. Gleichzeitig vergrößert sich die Resonanzstärke bzw. nimmt die Kerntransmission ab. Abbildung (4.6) zeigt einen Resonanzverlauf bei unterschiedlichen Gitterbelichtungen. Beim Einschreiben wurde die Gitterlänge konstant gehalten, die Anzahl der Schreibvorgänge aber erhöht. Dadurch wurde nach jedem Schreibdurchlauf bei gleicher Laserintensität die Kernbrechzahl um einen uv-induzierten Anteil angehoben.

Die Resonanzverschiebung lässt sich wie im vorherigen Abschnitt aus (3.11) und (3.13) ableiten. Wenn  $\overline{\delta n_{uv}}$  wächst, vergrößert sich  $\kappa_i$ . Bei gleichbleibender Länge  $L$  des Gitters werden sowohl Resonanzwellenlänge, wie auch Resonanzstärke beeinflusst. Dieses grundlegende Ver-

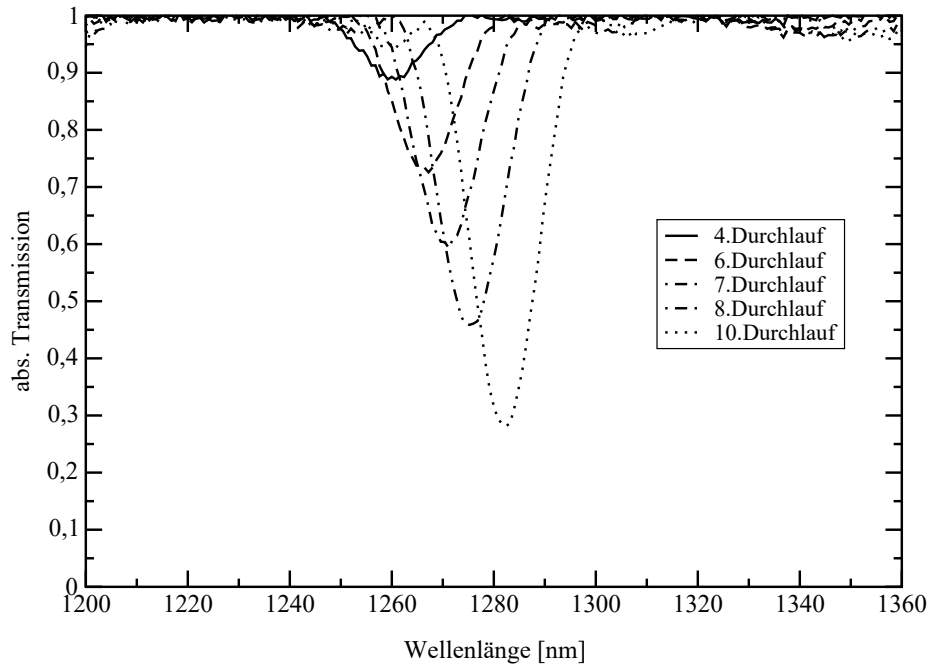


Abb. 4.6: Wachstum einer LPFG-Resonanz und Resonanzverschiebung zu größeren Wellenlängen bei Erhöhung von  $\overline{\delta n_{uv}}$  ohne Änderung der Gitterlänge.

halten wurde schon in einer der ersten Publikation über LPFG [100] erwähnt und lässt sich anhand eines Dispersionsdiagramms leicht verstehen. Bei Wachstum der mittleren Kernbrechzahl durch die uv-induzierte Brechzahlerhöhung, erhöht sich auch der effektive Kernmodenindex. Die Mantelmode spürt jedoch wenig von dieser Brechzahlanhebung im Kern und ändert nur sehr wenig ihren Wert. Die Resonanzwellenlänge hängt direkt über  $\lambda_r^{(i)} = \Delta n^{(i)} \Lambda$  mit der Differenz der beiden effektiven Brechzahlen zusammen. Nimmt die Differenz zu, verlagert sich die Resonanzposition zu höheren Wellenlängen hin. Im Dispersionsspektrum (4.1) bewirkt eine Zunahme von  $\Delta n^{(i)}$  eine Verschiebung der Dispersionskurven ( $LP_{01} \rightarrow LP_{0p}^{(i)}$ ) nach oben.

Die Schnittpunkte der Gittergeraden mit den Dispersionskurven, die die Resonanzwellenlänge ergeben, verschieben sich dadurch zu höheren Wellenlängen.

### 4.3.3 Negative Resonanzverschiebung

Die Krümmung der Dispersionskurven in einem Dispersionsdiagramm kann so stark werden, dass sich die Resonanzwellenlänge einer LPFG-Resonanz beim Anwachsen von  $\overline{\delta n_{uv}}$  zu kleineren statt zu größeren Werten hin verschiebt. Dieses Verhalten kann erneut am Dispersionsdiagramm in Abb. 4.1 verständlich gemacht werden. Betrachtet man den hohen Spektralbereich (um  $1700\text{nm}$ ), so wird deutlich, dass sich die Gittergerade mit  $\Lambda = 320\mu\text{m}$  und die Dispersionskurve der 8. Mantelmodenkopplung ( $LP_{09}^{(8)}$ ) erneut bei einer Wellenlänge  $> 1700\text{nm}$  schneiden wird, da die Dispersionkurve nach oben verläuft. Die gleiche Situation würde durch eine Anhebung der UV-induzierten Brechzahl bei einer etwas niedrigeren Wellenlänge erreicht. Immer wenn in einem Dispersionsdiagramm eine Dispersionkurve von unten her an eine Gittergerade stößt, entsteht eine Resonanzwellenlänge mit negativer Verschiebung, da bei Anwachsen von  $\overline{\delta n_{uv}}$  (Verschiebung der Dispersionkurven nach oben), der Schnittpunkt und damit die Resonanzwellenlänge zu niedrigeren Werten wandert. Dieses Verhalten tritt vorwiegend bei Modenkopplungen mit Mantelmoden hoher Ordnung und bei großen Wellenlängen bzw. kleinen LPFG-Gitterperioden auf. In Abbildung 4.7 ist eine Kopplung mit negativer Resonanzverschiebung gezeigt. Die Zunahme der UV-induzierten Brechzahländerung ist an der Zunahme der Resonanzstärke zu erkennen. Die Resonanzwellenlängen dieser Kopplung wurden mit der

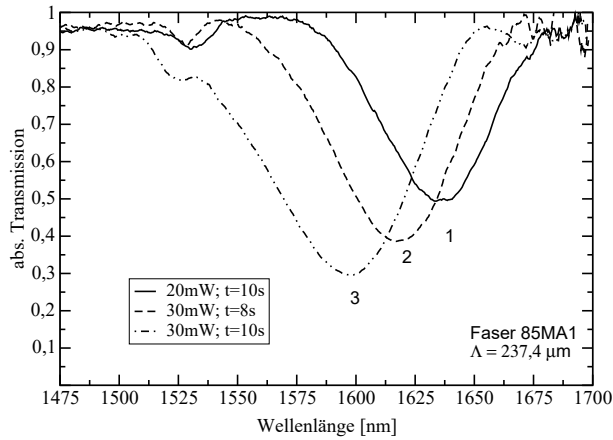


Abb. 4.7: Wachstum einer LPFG-Resonanz und Resonanzverschiebung zu kleineren Wellenlängen bei Erhöhung von  $\overline{\delta n_{uv}}$  durch Änderung der Belichtungsdauer  $t$ , bei konstanter Gitterlänge.

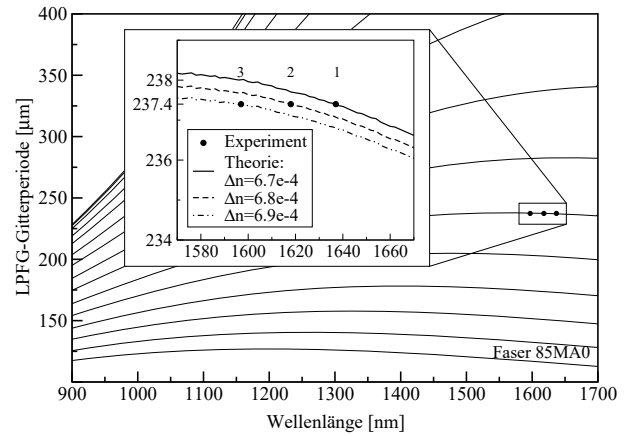


Abb. 4.8: Position der LPFG-Resonanz mit negativer Resonanzverschiebung im Resonanzdiagramm mit vertauschten Achsen.

Simulation verglichen (Abb. 4.8) und ergaben ein  $\overline{\delta n_{uv}}$  im Bereich von  $6,8 \cdot 10^{-4}$  bei einer Laserleistung von  $30\text{mW}$  und einer Bestrahlungszeit von  $8\text{s}$  mit einem Gitter der Periode  $\Lambda = 237,4\mu\text{m}$  und einer Länge von  $19\text{mm}$ . Zur Darstellung der Verschiebung der Wellenlänge

zu kleineren Werten bei Erhöhung der UV-induzierten Brechzahlanhebung wurde in Abb. 4.8 ein Resonanzdiagramm der Faser mit vertauschten Achsen gewählt. Dieses hat im Vergleich zu einem Dispersionsdiagramm den Vorteil, dass die Gittergeraden parallel zur Wellenlängenachse verlaufen und somit sehr schnell die Resonanzwellenlängen für anderen Gitterperioden, bei gleichem  $\overline{\delta n_{uv}}$ , abgelesen werden können. Hier bewirkt eine Vergrößerung der UV-induzierten Brechzahlanhebung eine Verschiebung der Kurven nach unten.

## 4.4 Zweifache Resonanzwellenlänge

Die Dispersion kann, wie bereits im vorhergehenden Kapitel erwähnt, zu zwei auftretenden Resonanzwellenlängen für eine bestimmte Kern-Mantelmodenkopplung führen. Normalerweise treten Resonanzen zwischen der Kernmode und einer bestimmten Mantelmode nur an einer Wellenlänge in Erscheinung, da sich die Gittergeraden  $\lambda/\Lambda$  im Dispersionsdiagramm nur in jeweils einem Punkt mit unterschiedlichen Dispersionskurven schneiden. Die Dispersion, bedingt durch eine entsprechende Fasergeometrie, kann jedoch eine derart starke Krümmung der Dispersionskurven bewirken, dass sich zwei Schnittpunkte ergeben. Gleichbedeutend würde in einem Resonanzdiagramm eine Gitterlinie (konstante Gitterperiode) eine Kopplungskurve zweifach schneiden. Somit tritt die Kernmode an zwei verschiedenen Wellenlängen in Resonanz mit einer Mantelmode konstanter Modenordnung. Eine solche Zweifachkopplung ist in Abbildung (4.9) an den Resonanzwellenlängen bei  $\lambda_{r1}^{(i)} \approx 1330\text{nm}$  und  $\lambda_{r2}^{(i)} \approx 1620\text{nm}$  (Markierung 1 und 2) zu erkennen. Beide Resonanzwellenlängen gehören zu einer Kopplung zwischen der

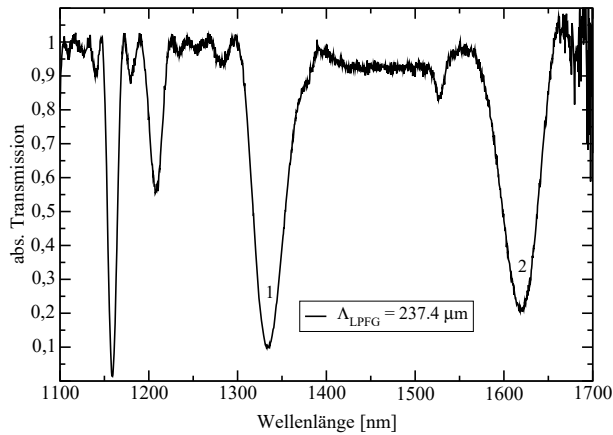


Abb. 4.9: Zweifachkopplung bei starker Dispersion.

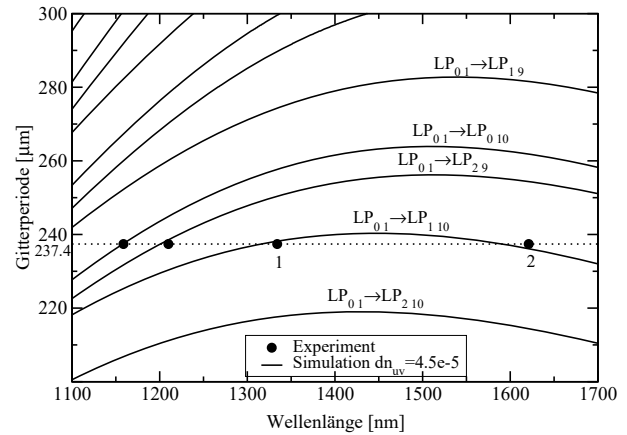


Abb. 4.10: Gitter-Position der Zweifachkopplung im Resonanzdiagramm.

$LP_{01}$ -Mode und der Mantelmode  $LP_{110}$ . Dies ist in einem Resonanzdiagramm mit vertauschten Achsen in Abb. 4.10 nochmals verdeutlicht. Die Mantelmode ist hierbei eine asymmetrische Mode (azimutaler Index  $m = 1, p = 10$ ), die normalerweise im homogenen Gitter nicht koppeln

kann. Eine Erklärung für das Auftreten dieser asymmetrischen Kopplung wird im vorletzten Kapitel dieser Arbeit gegeben.

Dass es sich hierbei tatsächlich um eine Mantelmode einer festen Modenkennzahl handelt, zeigen Spektren mit veränderter Gitterperiode. Damit ist es möglich, den Dispersionsverlauf einer Modenkopplung bei ansonsten konstant gehaltenen Einschreibbedingungen (Intensität, Schreibzeit) unmittelbar zu verfolgen und die Gittergeraden sogar tangential zu einer Dispersionskurve verlaufen zu lassen. In diesem Fall verschmelzen beide Resonanzwellenlängen zu einer und ergeben einen sehr breiten spektralen Resonanzverlauf, der bei weiterer Erhöhung der Gitterperiode gänzlich verschwindet. Diese Tangentialpunkte sind für einige interessante Anwendungen der LPFG, wie z.B. einem Chemosensor [89, 90] oder einem Sensor mit variabler Kopplung [34], von Bedeutung. Die Abbildungsfolge (4.11-4.14) zeigt eindrucksvoll eine derartige Entwicklung. In Abb. 4.11 ist eine Zweifachkopplung bei etwa  $\lambda = 1400nm$  und

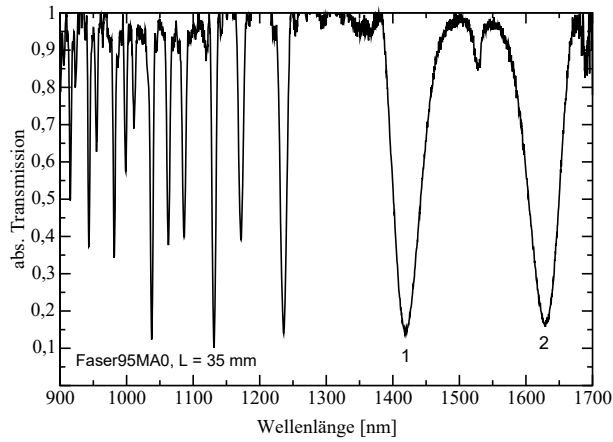


Abb. 4.11: Spektrum mit  $\Lambda = 200\mu m$ .

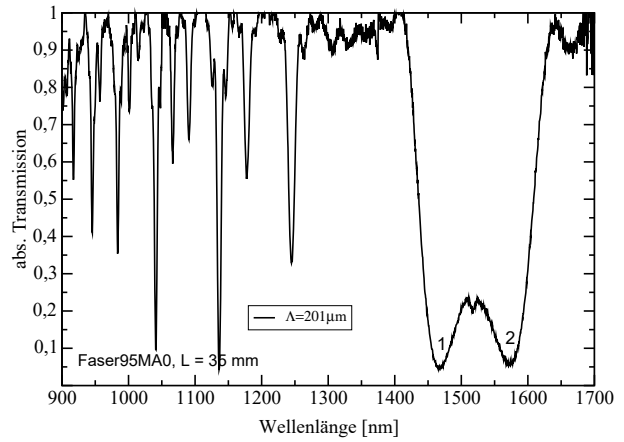


Abb. 4.12: Spektrum mit  $\Lambda = 201\mu m$ .

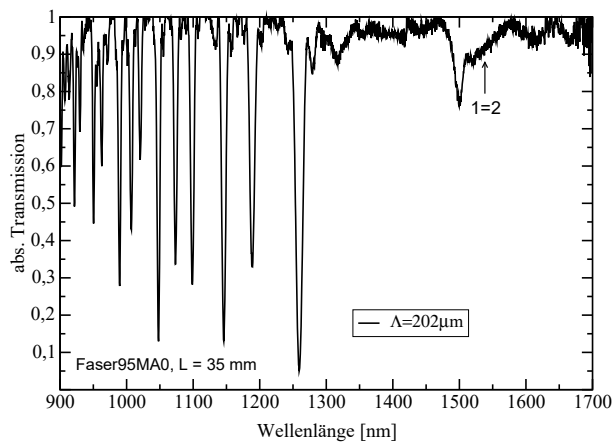


Abb. 4.13: Spektrum mit  $\Lambda = 202\mu m$ .

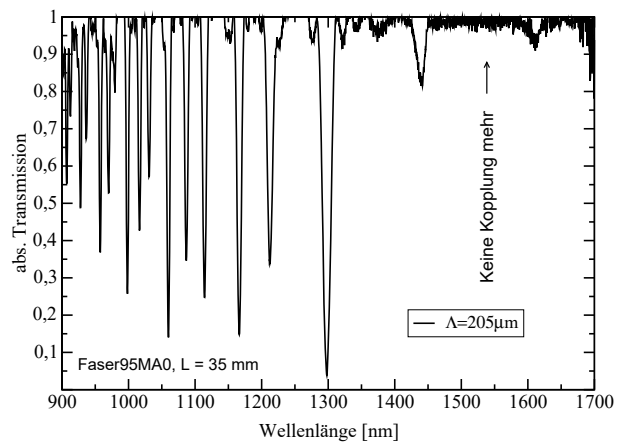


Abb. 4.14: Spektrum mit  $\Lambda = 205\mu m$ .

1650nm zu erkennen. Bei einer etwas größeren Gitterperiode ist ein Zusammenlaufen dieser beiden Resonanzwellenlängen zu sehen (Abb. 4.12). Wird die Gitterperiode weiter erhöht,

so verschwindet die Kopplung bei  $1500\text{nm}$  allmählich (Abb. 4.13). Schließlich ist sie bei einer Gitterperiode von  $\Lambda = 205\mu\text{m}$  gänzlich verschwunden, wie Abb. 4.14 zeigt. Bei dieser Gitterperiode schneiden sich die Gittergerade und die entsprechende Dispersionskurve der beteiligten Mantelmode nicht mehr. Es ist sogar möglich bei entsprechend verlaufender Dispersion über einen sehr großen spektralen Bereich eine Kopplung der gleichen beteiligten Moden herbeizuführen. Die Dispersionskurve verläuft dann parallel zu einer Gittergeraden.

Die Verschmelzung einer Zweifachkopplung zu einer spektral sehr breiten Resonanz lässt sich auch durch kontinuierliches Belichten unmittelbar beim Einschreiben beobachten. Durch die Erhöhung von  $\overline{\delta n_{uv}}$  erhöht sich die Kernbrechzahl und damit  $\Delta n^{(i)}$ . Dies bewirkt eine Verschiebung der Kopplungskurven im Resonanzdiagramm aus Abb. 4.10 nach unten, zu niedrigeren LPFG-Gitterperioden, da  $\Delta n^{(i)} \propto 1/\Lambda$ . Bei gleichbleibender Gitterperiode nähern sich die Schnittpunkte einer Doppelkopplung, bis sie über den tangentialen Punkt laufen und verschwinden.

Bei mit Wasserstoff beladenen Fasern zur Erhöhung ihrer Fotoempfindlichkeit können Tangentialpunkte und Resonanzaufösungen während der Ausdiffusion des Wasserstoffs ebenfalls beobachtet werden (Abb. 4.15). Durch die  $H_2$ -Beladung der Faser wird sich die effektive Brech-

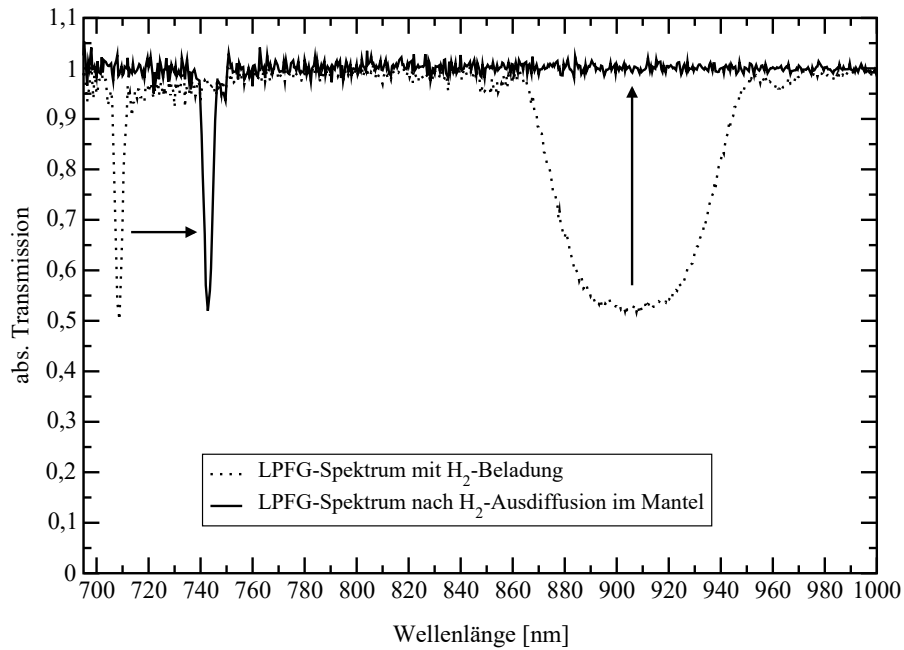


Abb. 4.15: Auflösung einer LPFG-Resonanz bei Änderung der Brechzahldifferenz  $\Delta n$  durch  $H_2$ -Ausdiffusion

zahl der Fasermode um einen Betrag  $\delta n^{H_2}$  auf  $n_{01}^{H_2} = n_{01} + \delta n_{01}^{H_2}$  und  $n_{mp}^{(i)H_2} = n_{mp}^{(i)} + \delta n_{mp}^{(i)H_2}$  mit  $\delta n_{01}^{H_2}, \delta n_{mp}^{(i)H_2} > 0$  erhöhen und bei Ausdiffusion wieder absinken.  $H_2$ -bedingte Veränderungen der effektiven Modenbrechzahlen und damit Veränderungen der Kopplungen im LPFG wurden schon früh untersucht [2, 3, 50]. Die wasserstoffbedingte Brechzahlerhöhung wird die Reso-



nanzwellenlängen  $\lambda_r^{(i)} = ((n_{01} + \delta n_{01}^{H_2}) - (n_{mp}^{(i)} + \delta n_{mp}^{(i)H_2}))\Lambda$  der LPFG-Resonanzen verändern, sofern nicht  $\delta n_{01}^{H_2} = \delta n_{mp}^{(i)H_2}$ . Liegt die Resonanzwellenlänge mit Wasserstoffbeladung einer „klassischen“ Resonanz bei  $\lambda_r^{(i)H_2}$ , wandert bei Ausdiffusion des Wasserstoffs aus der Faser die Resonanzwellenlängen zuerst zu höheren Werten hin, da durch die schnellere Ausdiffusion des Wasserstoffs aus dem Mantel die effektive Brechzahlerhöhung der Mantelmoden  $\delta n_{mp}^{(i)H_2}$  schneller auf Null zurückgeht, als  $\delta n_{01}^{H_2}$ . Dabei werden durch die sich nun ergebenden kleineren Brechzahldifferenzen der effektiven Modenbrechzahlen die Resonanzwellenlängen in den Bereich größerer Wellenlängen verschoben. Dieses Verhalten ist bei der Kopplung um  $700nm$  in Abb. 4.15 zu sehen. Bei der Kopplung um  $900nm$  handelt es sich dagegen um eine Kopplung an einem tangentialen Punkt, wie er zuvor geschildert wurde. Bemerkenswert ist auch die große spektrale Resonanzbandbreite in Abb. 4.15, die typisch für solche Tangentialpunkt ist.

# Kapitel 5

## Änderungen der LPFG-Kopplungen

Die optischen Eigenschaften der langperiodischen Fasergitter werden durch zwei Hauptfaktoren bestimmt: den Fasereigenschaften und den Gittereigenschaften. Als Fasereigenschaften treten der Faserquerschnitt und die Brechzahlverteilung, die Fotoempfindlichkeit und das Dotierungsprofil auf. Diese Eigenschaften bestimmen das modale Verhalten der Faser und somit die Wellenlängen der Ankopplung der Kern- an die Mantelmoden und deren Änderung. Unter Gittereigenschaften sollen verstanden werden: Gitterperiode, -form, -querschnitt und Gitterstärke (Modulationstiefe bzw. Kontrast). Diese Eigenschaften bestimmen stark das spektrale Verhalten der LPFG-Kopplungen.

In diesem Kapitel sollen unter äußerer Einwirkung hervorgerufene Änderungen der genannten Eigenschaften untersucht und ihre Wirkung auf die LPFG-Kopplungen diskutiert werden. Der erste Teil beschreibt die Einflüsse der Fasereigenschaften, der zweite die Einflüsse der Gittereigenschaften. Die Untersuchung beschränkt sich dabei nur auf eine qualitative Betrachtung, da für quantitative Analysen konkrete Modellvorstellungen über z.B. Materialparameter notwendig sind, die über die Zielstellung dieser Arbeit hinausgehen.

### 5.1 Fasereinflüsse (Dispersion, Brechzahlverteilung)

Die Fasergeometrie und die Brechzahlverteilung bestimmen die Fasermode und damit die Position der Resonanzen im Spektrum, die durch die Differenz der Modenbrechzahlen bestimmt wird. Ändern sich diese Faktoren z. B. durch Temperatur oder Druck, so wirkt sich dies auf das Koppelverhalten der Moden und damit auf das resultierende LPFG-Spektrum aus. Im Allgemeinen verschieben sich die Resonanzwellenlängen, wie es für den Fall einer Brechzahländerung schon im vorangegangenen Kapitel diskutiert wurde.

### 5.1.1 Temperaturverhalten der LPFG-Kopplung

Ändert sich die Umgebungstemperatur der Faser, so werden sich die Fasermode sowohl im Kern wie auch im Mantel verändern. Durch die Resonanzbedingung<sup>1</sup>

$$\lambda = \Lambda(n_{01}(\lambda) - n_m(\lambda)) = \Lambda\Delta n(\lambda) \quad (5.1)$$

überträgt sich die Temperaturabhängigkeit der effektiven Modenbrechzahlen auf die Resonanzwellenlänge  $\lambda$ . Aber auch das Gitter verändert seine Periode mit der Temperatur. Die Faktoren, die das Temperaturverhalten steuern sind somit gegeben durch:

1. die Temperaturabhängigkeit der Differenz der Fasermodebrechzahlen  $d(\Delta n(\lambda))/dT$  und
2. der Temperaturabhängigkeit der Gitterperiode  $d\Lambda/dT$ .

Die Resonanzbedingung für LPFG (5.1) ist eine implizite Gleichung für die Resonanzwellenlänge  $\lambda$ , da sowohl  $n_{01}$ , wie auch  $n_m$  wellenlängenabhängig sind. Die Temperaturabhängigkeit der Resonanzwellenlänge lässt sich beschreiben durch:

$$\frac{d\lambda(\Delta n(T, \lambda(T)), \Lambda(T))}{dT} = \frac{\partial \lambda}{\partial \Delta n} \left\{ \frac{d\Delta n(T, \lambda(T))}{dT} \right\} + \frac{\partial \lambda}{\partial \Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (5.2)$$

$$= \Lambda \left\{ \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{dT} + \frac{\partial \Delta n}{\partial T} \right\} + \frac{\partial \lambda}{\partial \Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (5.3)$$

Dies führt weiter zu:

$$\frac{d\lambda}{dT} \left\{ 1 - \Lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right\} = \Lambda \frac{\partial \Delta n}{\partial T} + \frac{\partial \lambda}{\partial \Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (5.4)$$

Und schließlich auf:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\Lambda \left[ \frac{\partial n_{01}}{\partial T} - \frac{\partial n_m}{\partial T} \right] + \frac{\lambda}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT}}{1 - \Lambda \left[ \frac{\partial n_{01}}{\partial \lambda} - \frac{\partial n_m}{\partial \lambda} \right]} \quad (5.5)$$

Der zweite Parameter  $\lambda/\Lambda \cdot d\Lambda/dT$  im Zähler von Gleichung (5.5) kann üblicherweise vernachlässigt werden, da der Ausdehnungskoeffizient von Quarzglas klein ist ( $\lambda/\Lambda \cdot d\Lambda/dT \approx 6 \cdot 10^{-4} nm/^{\circ}C$  [14]). Somit wird die Temperaturabhängigkeit der Resonanzwellenlänge im Wesentlichen von der Temperaturempfindlichkeit des Materials (erster Term im Zähler) und von den Wellenleitereigenschaften der Faser (Nenner in (5.5)) bestimmt. Der Materialterm im Zähler ist für Germaniumdotierte Fasern üblicherweise positiv, da dieser für reines Quarzglas kleiner als für Ge-dotiertes Glas ist ( $7,8 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C(SiO_2)$ ,  $1,1 \cdot 10^{-5}/^{\circ}C(85\%SiO_2/15\%GeO_2)$  [14]). Die Temperaturabhängigkeit der effektiven Brechzahl der Kernmode ( $\partial n_{01}/\partial T$ ) wird dabei stärker durch das dotierte Material im Kern der Faser, die der Mantelmode ( $\partial n_m/\partial T$ )

---

<sup>1</sup>Der Index  $i$  aus Gleichung 2.1 wurde der Übersichtlichkeit halber weggelassen.  $n_m$  bezeichnet die effektive Brechzahl einer bestimmten Mantelmode

stärker durch den undotierten Mantel bestimmt werden. Durch Wahl anderer Dotierungen kann dieser Term beeinflusst werden und bei geeigneter Wahl die Temperaturempfindlichkeit der LPFG-Kopplung erhöhen [39] bzw. reduzieren [88].

Im Nenner bestimmt der Wellenleiterparameter  $\partial\Delta n/\partial\lambda \equiv \partial n_{o1}\partial\lambda - \partial n_m\partial\lambda$  das Temperaturverhalten. Dieser Term kann nach den Betrachtungen im Dispersionsdiagramm des vorhergehenden Kapitels positiv oder negativ ausfallen. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel mit positiver und negativer Verschiebung.

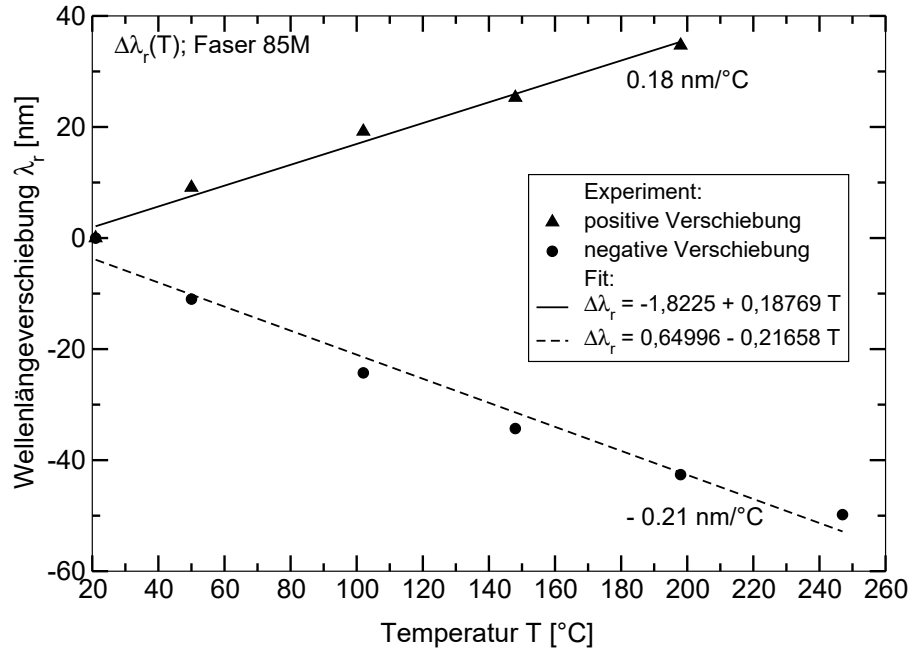


Abb. 5.1: Verschiebung der LPFG-Resonanzwellenlänge bei Temperaturänderung.

In der Anwendung als Temperatursensor kann also die Temperaturempfindlichkeit durch Wahl der Wellenleitergeometrie bzw. Auswahl der an der Kopplung beteiligten Mantelmoden gesteuert werden. Um eine hohe Temperaturempfindlichkeit zu erreichen, muss der Nenner in (5.5) klein werden. Dies kann z.B. durch Verringern des Außendurchmessers der Faser oder durch eine zusätzliche Mantelschicht mit abgesenkter Brechzahl erreicht werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das Gitter in eine Immersionsflüssigkeit zu tauchen, deren Brechzahl nahe an der des Mantels liegt.

Die Temperaturabhängigkeit der Resonanzwellenlänge bei LPFG wird in der Sensorik ausgenutzt, indem die Wellenlängenverschiebung spektral ausgewertet und in eine Temperaturänderung am Ort des Gitters umgerechnet wird [7, 5]. Auch können sich Temperaturparameter und Wellenleiterparameter gegenseitig kompensieren. Das kann durch geeignete Wahl der Wellenleitergeometrie direkt beeinflusst werden. Auf diese Weise werden temperaturunempfindliche

langperiodische Gitter möglich [52]. Eine Temperaturunempfindlichkeit ist bei Anwendungen der LPFG als optische Filter in der optischen Kommunikationstechnik wünschenswert.

### 5.1.2 Dehnungsverhalten der LPFG-Kopplung

Ähnlich wie bei Temperaturänderungen, reagieren LPFG-Resonanzen auf eine Dehnung  $\epsilon$  der Gitterzone in Richtung der Faserachse. Bei Dehnung wird sich in der Resonanzbedingung (5.1) die Differenz der Modenbrechzahlen ändern. Die Dehnungsabhängigkeit der effektiven Kernmodenbrechzahl  $dn_{01}/d\epsilon$  und die der Mantelbrechzahl  $dn_m/d\epsilon$  beeinflusst hier die Resonanzverschiebung. Ähnlich wie beim Temperaturverhalten erhält man aus:

$$\frac{d\lambda(\Delta n(\epsilon, \lambda(\epsilon)))}{d\epsilon} = \frac{\partial \lambda}{\partial \Delta n} \left\{ \frac{d\Delta n(\epsilon, \lambda(\epsilon))}{d\epsilon} \right\} \quad (5.6)$$

eine zu (5.5) analoge Gleichung

$$\frac{d\lambda}{d\epsilon} = \frac{\Lambda \left[ \frac{\partial n_{01}}{\partial \epsilon} - \frac{\partial n_m}{\partial \epsilon} \right]}{1 - \Lambda \left[ \frac{\partial n_{01}}{\partial \lambda} - \frac{\partial n_m}{\partial \lambda} \right]} \quad (5.7)$$

Das Dehnungsverhalten wird hier wiederum durch einen materialbedingten Term  $(\partial \Delta n / \partial \epsilon)$  im Zähler und durch den schon vertrauten Wellenleiterterm im Nenner bestimmt. Der materialbedingte Term ist im Allgemeinen ein sehr komplexer Zusammenhang zwischen Brechzahländerung und Dehnung. In diesen Term fließen Modellvorstellung ein, die über das Ziel dieser Arbeit hinausgehen. Der Wellenleiterterm bestimmt wie bei der Diskussion der Temperaturänderung den Nenner. Somit kann die Dehnung durch Auswahl entsprechender Moden und Wellenleiterparameter positive bzw. negative Wellenlängenverschiebung bewirken. Ein Beispiel für eine positive Wellenlängenverschiebung zeigt Abb. 5.2. Bei geeigneter Wahl des Materials und der Mantelmode können sich die Einflüsse des Materialterms und des Wellenleiterterms gerade kompensieren. Damit werden dehnungsunempfindliche Temperatursensoren möglich [6].

### 5.1.3 Verhalten der LPFG-Kopplung bei Brechzahländerung

Bei einer Änderung der Brechzahl im Kern oder im Umgebungsbereich des Mantels der Faser werden sich die effektiven Brechzahlen der Fasermode ändern; eine Änderung der Brechzahl im Kern wird sich vorwiegend auf die effektive Brechzahl der Kernmoden, eine Änderung im Außenbereich des Mantels vorwiegend auf die Mantelmodenbrechzahl auswirken. Diese Änderung wird unmittelbar eine Änderung der Resonanzwellenlänge in (5.1) hervorrufen. Durch

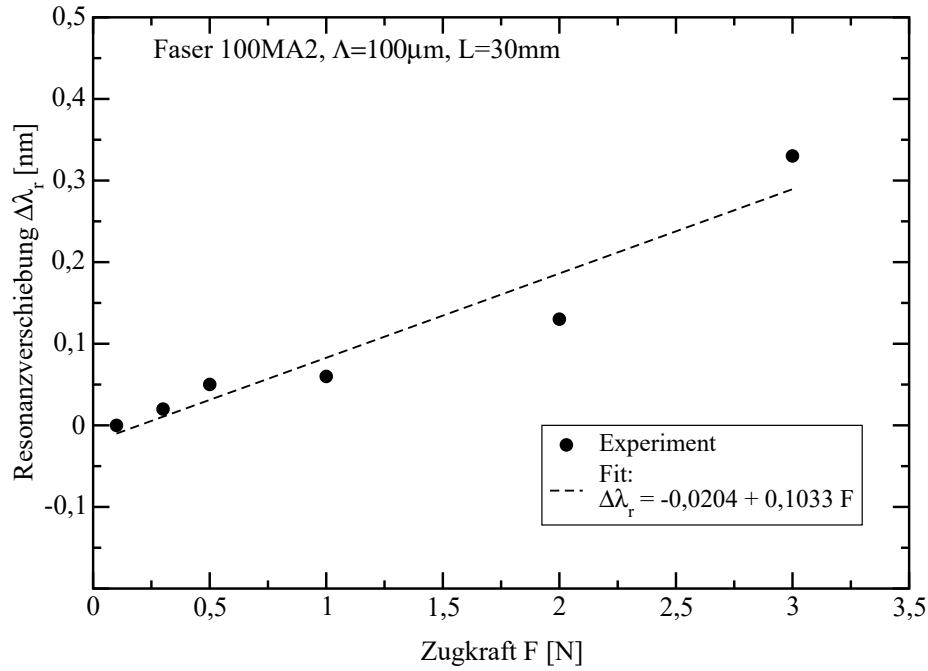


Abb. 5.2: Positive Wellenlängenverschiebung einer LPFG-Kopplung bei Dehnung.

Aufnahme der spektralen Verschiebung einer LPFG-Kopplung lässt sich somit unmittelbar auf die Brechzahlveränderung rückschließen, wenn Parameter wie Temperatur und Dehnung konstant gehalten werden. Die Brechzahlabhängigkeit der Resonanzwellenlänge bei Änderung der Brechzahl  $n$  (entweder der Brechzahl des Außenmediums  $n_0$  oder der Kernbrechzahl  $n_K$ ) ist durch eine zu Gleichung (5.2) und (5.6) analoge Betrachtung gegeben durch:

$$\frac{d\lambda}{dn} = \frac{\Lambda \left[ \frac{\partial n_{01}}{\partial n} - \frac{\partial n_m}{\partial n} \right]}{1 - \Lambda \left[ \frac{\partial n_{01}}{\partial \lambda} - \frac{\partial n_m}{\partial \lambda} \right]} \quad (5.8)$$

Der Term im Zähler von (5.8) ist nun nicht mehr ein reiner Materialparameter wie zuvor, sondern eher ein Strukturparameter geworden. Durch die Brechzahländerung  $dn$  wird die transversale Wellenleiterstruktur direkt beeinflusst. Dies wirkt sich sofort auf die effektiven Brechzahlen der durch die Wellenleitergeometrie bestimmten Moden aus. Gleichzeitig wird auch deren dispersives Verhalten verändert (Term im Nenner von Gl. (5.8)). Im Allgemeinen ist die Verschiebung der Resonanzwellenlänge somit ein komplexes Wechselspiel aus Wellenleitergeometrie und dispersivem Verhalten.

Beim Schreibprozess des Gitters wird die mittlere Brechzahl im Kern angehoben und es kommt zu einer typischen Verschiebung der Resonanzen (siehe Abb. 3.7), während sich das Brechzahlgitter aufbaut. Dabei nimmt auch die Resonanztiefe zu, da diese durch das Überlappintegral direkt mit der induzierten Brechzahlerhöhung zusammenhängt. Die Resonanzverschiebung lässt sich durch (5.8) beschreiben, indem  $n$  durch  $n_K$  ersetzt wird. Wird die Verschiebung der

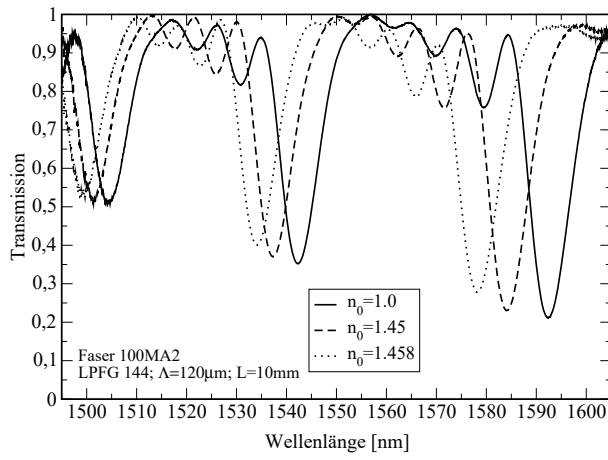


Abb. 5.3: Änderung im Resonanzwellenlänge bei Änderung der Umgebungsbrechzahl  $n_0$ .

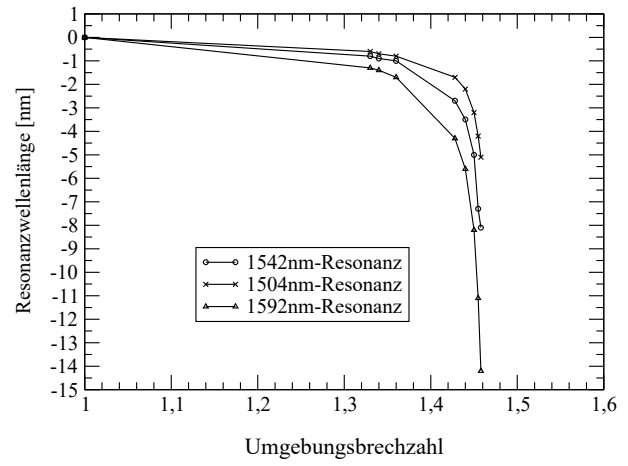


Abb. 5.4: Resonanzwellenlängenverschiebung in Abhängigkeit der Umgebungsbrechzahl  $n_0$ .

Resonanzen ausgewertet, kann rückwirkend auf die im Kern induzierte Brechzahlerhöhung beim Einschreiben (Abb. 3.8) zurückgeschlossen werden. Dies ist bei der Untersuchung der Fotoempfindlichkeit von Faser interessant.

Die eigentliche und für Sensorapplikationen relevantere Änderung der Resonanzwellenlänge, die mit (5.8) beschrieben wird, tritt bei Änderung der Brechzahl  $n_0$  des Außenmediums der Faser in Erscheinung (Abb. 5.3). Da der Übergang Mantel-Außenmedium für die Mantelmoden den eigentlichen Wellenleiter darstellt, wird sich eine Änderung dieses Brechzahlsprungs sofort in der Modenstruktur und der effektiven Brechzahl einer Mantelmode bemerkbar machen. Eine Brechzahländerung im Kern der Faser wird die Mantelmoden dagegen nur weniger beeinflussen, weil der Kern im Vergleich zum Mantel sehr klein ist. Umgekehrt wird die Kernmode so gut wie nichts von einer Änderung im Außenbereich der Faser merken, denn das Modenfeld des Kerns ist im äußeren Bereich des Mantels schon nahezu auf Null abgefallen. Somit ist der Übergang zwischen Mantel und Außenmedium für den Kern einer  $125\mu\text{m}$ -Faser nicht mehr relevant.

In Abb. 5.4 sieht man die Verschiebung für drei Resonanzwellenlängen in Abhängigkeit von der externen Brechzahl  $n_0$ . Bemerkenswert ist die stetige Zunahme der Verschiebung, je näher sich  $n_0$  dem Wert der Mantelbrechzahl nähert. Gleichzeitig nimmt die Resonanzstärke (gleichbedeutend das Überlappintegral  $\kappa_i$ ) immer mehr ab, bis die LPFG-Kopplung gänzlich verschwindet. Dann hat die externe Brechzahl gerade den Wert der Mantelbrechzahl erreicht ( $n_0 = n_M$ ). Nun koppelt das im Kern geführte Licht über das Gitter an die kontinuierlichen Strahlungsmoden. Der äußere Wellenleiter, gebildet durch den Mantel-Außenmedium-Übergang hört auf zu existieren, es werden keine Mantelmoden mehr geführt. Dieser Prozess wird sukzessive die spektral höher liegenden Mantelmodenkopplungen bei kontinuierlicher Erhöhung der Umgebungsbrechzahl verschwinden lassen, da die Cut-off-Wellenlängen der höheren Mantelmo-

den zuerst erreicht werden. Dies spiegelt sich auch in der Empfindlichkeit der Resonanzverschiebung in Bezug auf die Außenbrechzahl wieder. Höhere Mantelmoden reagieren mit einer stärkeren Wellenlängenverschiebung, als niedrigere. Das Modenfeld einer Mantelmode, dessen Resonanzwellenlänge im oberen Bereich des Spektrums liegt, wird schon stärker in das die Faser umgebende Medium lecken, als das Feld einer Mantelmode niedrigerer Ordnung und somit niedrigerer Resonanzwellenlänge. Die hohe Mantelmode wird eine Veränderung der Außenbrechzahl somit stärker spüren, als eine mit niedrigerer Ordnung. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.4 gut zu erkennen.

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, dass die LPFG-Kopplungen bei weiterer Erhöhung der Umgebungsbrechzahl ( $n_0 > n_M$ ) wieder erscheinen. Diese Kopplungen liegen dann spektral etwas höher als die Kopplungen mit Luft als umgebendem Medium und verändern bei weiterer Brechzahlerhöhung nur noch ihre Resonanzstärke, nicht aber ihre Position. Die Ankopplung der Kernmode erfolgt nun an die Strahlungsmoden, da bei  $n_0 > n_M$  keine Mantelmoden mehr existieren können. In [62] ist eine Erklärung für dieses Wiedererscheinen zu finden. Dort wird auch eine grafische Methode zur Bestimmung der Kennkurven angegeben. Des Weiteren sind in [78],[93] und [22] experimentelle Untersuchungen dazu zu finden. Eine numerische Analyse liefert erst [57].

Durch Isolation des Mantels gegenüber dem Außenmedium ist es möglich insensitive LPFGs gegenüber der Umgebungsbrechzahl der Faser zu erzeugen. Eine solche Isolation ist z.B. durch sogenannte Air-Clad-Fasern möglich [29]. Hier wird das Außenmedium durch eine zusätzliche Mantelschicht, die von der ersten Mantelschicht durch Luftkammern optisch isoliert ist, abgeschirmt. Eine andere Möglichkeit der Abschirmung ist das Aufbringen eines speziellen Coatings. Allerdings verändert dieses die Resonanzen in ihrer Stärke meist erheblich, was für viele spezifische Anwendungen in der Sensorik nicht gerade von Vorteil ist.

#### 5.1.4 Biegeverhalten der LPFG-Kopplung

Langperiodische Fasergitter reagieren sehr empfindlich auf Biegung der Faser im Gitterbereich. Das Feld der Mantelmoden reicht bis an den Rand der Faser und kann durch Biegung stark beeinflusst werden. Zudem wird bei der Biegung das Koppelverhältnis der Kernmode mit den Mantelmoden im Kernbereich der Faser verändert. Das Überlappintegral  $\kappa_i$ , welches die Kopplungsstärke jeder LPFG-Resonanz bestimmt, verändert sich bei Änderung der Wellenleitergeometrie, die eine Biegung mit sich bringt. Es wurde schon früh in der Entwicklung der LPFG auf diese Biegeempfindlichkeit hingewiesen [100], die jedoch als negativer Störeffekt für die Anwendung der LPFG in der Sensorik betrachtet wurde. In [77] wird erstmals die Anwendung als Biegesensor vorgeschlagen. Dort wird auch eine rotationsabhängige Biegeemp-



findlichkeit mit einer möglichen Asymmetrie in langperiodischen Fasergittern in Verbindung gebracht, aber nicht weiter untersucht. Asymmetrien in langperiodischen Fasergittern werden im Kapitel 6 dieser Arbeit ausführlich behandelt und sollen hier nicht weiter diskutiert werden. Bei Biegung einer Faser mit Krümmung  $1/r$ , wobei  $r$  der Biegeradius sein soll, ist die Verbindung zur durch Biegung in der Faser verursachten Dehnung  $\epsilon$  nach [77] gegeben durch:

$$1/r = -\epsilon/h, \quad (5.9)$$

wobei  $h$  die Distanz der Gittermitte von der neutralen Achse (gerade Faser) ist .

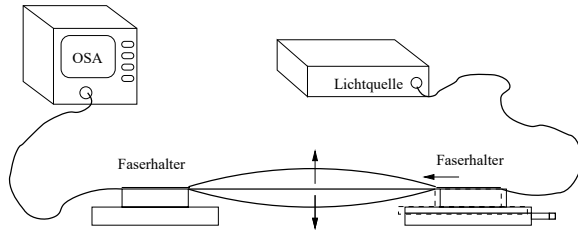


Abb. 5.5: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Resonanzverschiebung bei Biegung.

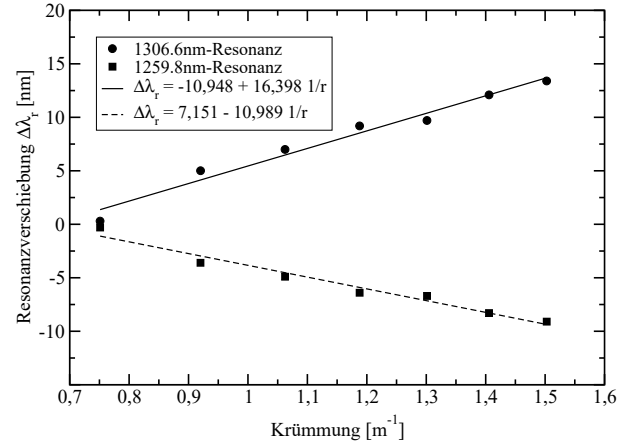


Abb. 5.6: LPFG-Resonanzverschiebung bei unterschiedlicher Biegung der Faser.

In Abb. 5.6 ist die Änderung der Resonanzwellenlänge bei zwei verschiedenen Resonanzen über der Krümmung aufgetragen. Die Biegung wurde durch einen variablen Abstand zweier Faserhalter, zwischen denen das LPFG aufgespannt war, verändert (Abb.5.5). Als Strahlungsquelle diente eine breitbandige Weißlichtquelle und als Auswerteeinheit ein optischer Spektrenanalysator (OSA Ando AQ6317).

Bei der Biegung verschiebt sich die Resonanzwellenlänge, je nach Dispersion der betrachteten Resonanz, zu höheren oder niedrigeren Wellenlängen wie aus Abb. 5.6 ersichtlich wird. Hierbei verändert sich auch die nach (3.11) berechnete Kopplungsstärke  $\kappa_i$ , wie in Abb.5.7 gezeigt. Die Änderung der Kopplungsstärke verläuft für die gezeigten Resonanzen einmal positiv und einmal negativ. Dieses gegenläufige Verhalten der Kopplungsstärken ist nur durch eine Asymmetrie in der Faser bzw. im Gitter zu erklären (siehe Kapitel 6).

### 5.1.5 Polarisationsmoden im LPFG

Die Polarisation des Lichts spielt bei konventionellen LPFGs in Standardfaser kaum eine Rolle. Die Entartung der Polarisationszustände der einzelnen Moden im Kern, wie auch im Mantel,

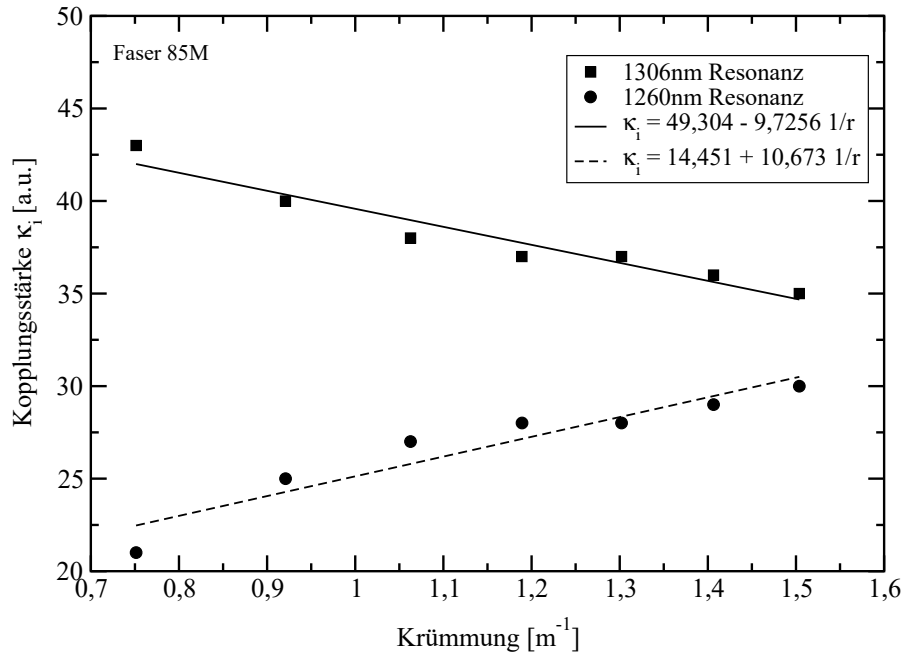


Abb. 5.7: Änderung der Kopplungsstärke zweier LPFG-Resonanzen bei Biegung.

führt zu einer Ununterscheidbarkeit der Modenkopplung in einzelnen Polarisationszuständen. Wird allerdings diese Entartung durch z. B. eine nicht-rotationssymmetrische Fasergeometrie (doppelbrechende Faser) oder eine asymmetrische Brechzahlverteilung im Faserkern (asymmetrisches Gitter) aufgehoben, werden die Polarisationsmoden durch ihre leicht unterschiedlichen Ausbreitungskoeffizienten an unterschiedlichen Frequenzen vom Kern über das Fasergitter in die Mantelmoden koppeln. Da das langperiodische Fasergitter Kern- mit Mantelmoden verknüpft, sind 2 Fälle zu unterscheiden:

1. Aufhebung der Entartung der Kernmoden
2. Aufhebung der Entartung der Mantelmoden

Beide Fälle können gemeinsam oder einzeln auftreten. Wird z. B. die Entartung der Kernmode durch einen elliptischen Kern oder eine nichthomogene Brechzahlverteilung im Kern bezüglich der x-y-Richtung der in z-Richtung translations-invarianten Faser hervorgerufen, so spaltet die LP<sub>01</sub>-Mode in 2 Moden mit  $\beta_{01}^x$  und  $\beta_{01}^y$  für die beiden Polarisationsrichtungen senkrecht zueinander (x- und y-Richtung) auf. Beide Moden können an dieselbe Mantelmode  $i$  mit der effektiven Brechzahl  $n_{mp}^{(i)}$  koppeln. Die Modenkopplung für x-Polarisation wird bei  $\lambda_x^{(i)} = \Lambda(n_{01}^x - n_{mp}^{(i)})$  stattfinden, die für die y-Polarisation bei  $\lambda_y^{(i)} = \Lambda(n_{01}^y - n_{mp}^{(i)})$ . Hieraus ergibt sich eine Wellenlängendifferenz von:

$$\Delta\lambda^{(i)} = \lambda_x^{(i)} - \lambda_y^{(i)} = \Lambda(n_{01}^x - n_{01}^y) = \frac{n_{01}^x - n_{01}^y}{\bar{n} - n_{mp}^{(i)}} \lambda_g^{(i)} \quad (5.10)$$

mit  $\lambda_g^{(i)} = \Lambda(\bar{n} - n_{mp}^{(i)})$  und  $\bar{n} = (n_{01}^x - n_{01}^y)/2$ . Je stärker diese Wellenlängendifferenz ausfällt, desto stärker werden die Resonanzanteile separiert werden und es kommt zu einer Doppelstruktur im LPFG-Resonanzspektrum wie in [58]. Die Aufspaltung lässt sich in diesem Fall (Aufhebung der Kernmodenentartung) recht gut aus der Differenz der Brechzahlen im Kern für die unterschiedlichen Achsen (x und y) berechnen. Die Annahme, dass die Mantelmoden die doppelbrechende Kernstruktur nicht spüren ist berechtigt, da sich das Modenfeld für die Mantelmoden größtenteils im Mantel befindet. Dort ist die Struktur nach wie vor rotationssymmetrisch. Die Ausbreitungskonstanten dieser Moden werden nahezu identisch sein. Das Feld der Kernmode hingegen spürt diese Kerninhomogenität deutlich, woraus eine unterschiedliche Brechzahl für x und y herrührt.

Anders wird es sich verhalten, wenn die Faser spannungsdoppelbrechende Elemente - wie bei der Bow-Tie-Faser - enthält. Hier ist die gesamte Faserstruktur nicht mehr rotationssymmetrisch und die entarteten Mantelmoden werden ebenfalls in ihre Polarisationsmoden aufspalten, d.h. es werden sich unterschiedliche effektive Ausbreitungskoeffizienten für die unterschiedlichen Polarisationsmoden im Mantel dieser Faser ergeben. Diese unterschiedlichen Brechzahlen können nun in ähnlicher Weise wie in Gleichung 5.10 eine Wellenlängendifferenz hervorrufen. Es sind nun aber wesentlich mehr Kombinationsmöglichkeiten zwischen den Polarisationsanteilen der Kern- mit Anteilen der Mantelmoden möglich. Diese können den Effekt der Kernmodenaufspaltung noch verstärken [58] oder ihm entgegenwirken.

Prinzipiell ist auch eine Mantelmodenaufspaltung ohne Kernmodenaufspaltung in die unterschiedlichen Polarisationsanteile denkbar z. B. durch Störungen, die sich nur im Mantelbereich bemerkbar machen. Doch wurden solche Fasern bisher in der Praxis nicht eingesetzt. Eine genaue Betrachtung der letztgenannten Fälle wird hier aufgrund der bisher geringen Bedeutung für die derzeitigen Einsatzbereiche der LPFG und aufgrund der Komplexität nicht durchgeführt.

## 5.2 Grundlegende Gitter-Typen im LPFG

Die Form bzw. Struktur der UV-induzierten Brechzahlmodulation (Gitter) hat einen entscheidenden Einfluss auf die spektrale Form der Resonanzkurven. Die Gitterform bzw. -struktur geht in die Modenanregung bei der Theorie der gekoppelten Moden direkt ein und beeinflusst somit die Resonanz zwischen den Moden. Die daraus resultierenden gekoppelten Gleichungen beschreiben die Entwicklung der Modenamplituden mit fortschreitender Ausbreitung  $z$ . Ausgehend von einer periodischen Brechzahlstörung mit sinusförmigem Verlauf (ideales Gitter) kann während des Einschreibprozesses die Gitterform bzw. -struktur in verschiedener Weise

variiert werden. Bei der Beschreibung der hier vorgestellten Gitter-Typen reicht der Ansatz nach (3.3) aus. Die einzelnen Gitter-Grundtypen sind in Abb. 5.8 schematisch gezeigt und werden in den folgenden Unterkapiteln diskutiert.

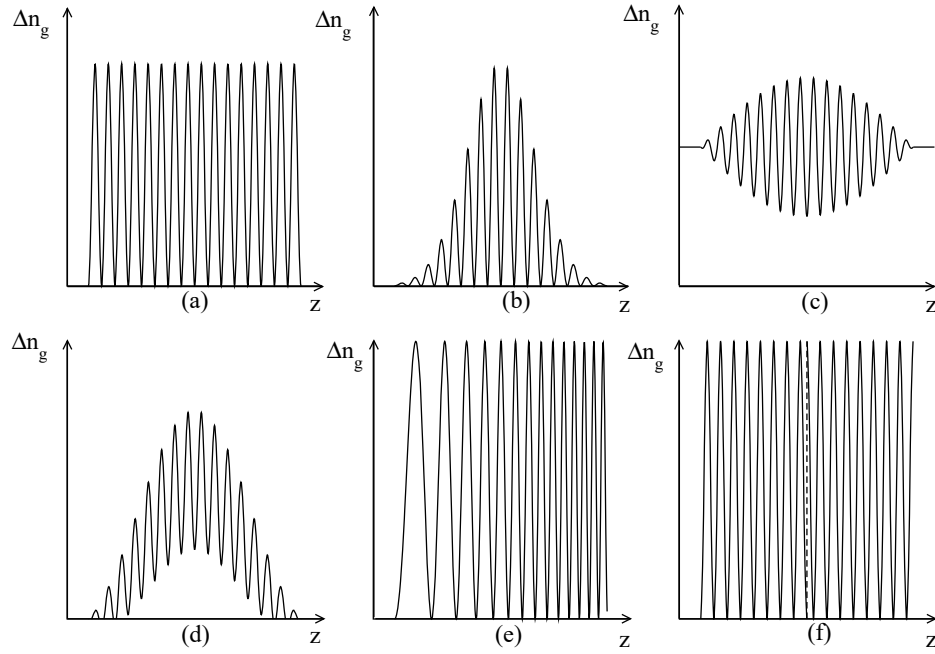


Abb. 5.8: LPFG-Grundtypen: a) homogen, b) gauß-apodisiert, c) raised-cosinus, d) kontrast-reduziert, e) gehirpt, f) mit Phasensprung.

### 5.2.1 Apodisierung im LPFG

Durch das seitliche Einschreiben in Verbindung mit einer Scantechnik kann in einfacher Weise eine Variation der lokalen Brechzahlmodulation vorgenommen werden. Dazu wird lediglich die Scangeschwindigkeit variiert. In Bereichen hoher Belichtungszeit wird die UV-induzierte Brechzahlmodulation stärker sein, als in Bereichen niedrigerer Belichtungszeit. Diese, als Apodisation bezeichnete Überstruktur des Gitters ist aus der Faser-Bragg-Gitter Herstellung bekannt. Dort dient sie der Unterdrückung der Seitenbänder im Resonanzspektrum, die durch den abrupten Übergang zwischen ungestörter Faser und Brechzahlstörung (Gitter) hervorgerufen wird. Ein langsames Ansteigen am Anfang der periodischen Störung und langsames Ausklingen mit z. B. gaußförmigem Verlauf, unterdrückt Nebenmaxima der Resonanzen vollständig. Bei langperiodischen Fasergittern ist der Effekt derselbe [27]. Abbildung 5.10 zeigt die theoretisch berechnete Änderung in der spektralen Verteilung einer LPFG-Kopplung mit einem Gitter der Periode  $\Lambda = 300\mu\text{m}$  und der Länge  $L = 8\text{mm}$  bei einer gaußförmigen Brechzahlverteilung, wie sie in Bild 5.9 dargestellt ist. Die Halbwertsbreite der Gaußfunktion beim apodisierten Gitter beträgt  $L/2$ . Dies entspricht in etwa einem nichtapodisierten LPFG bei dem die Brechzahl-erhöhung die Hälfte des Maximalwertes im Gauß erreicht. Zum direkten Vergleich wurde die

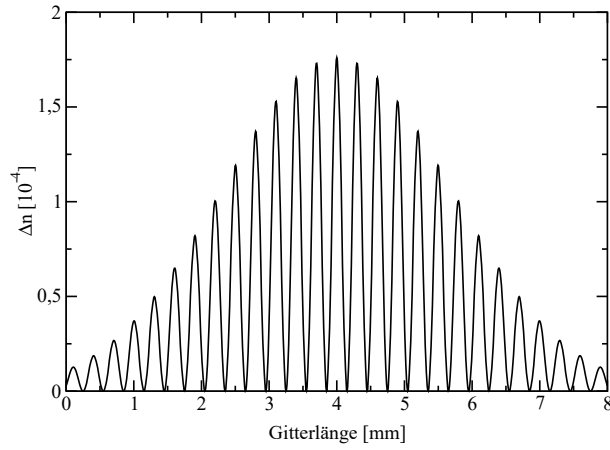


Abb. 5.9: Brechzahlverteilung mit Gaußapodisierung.

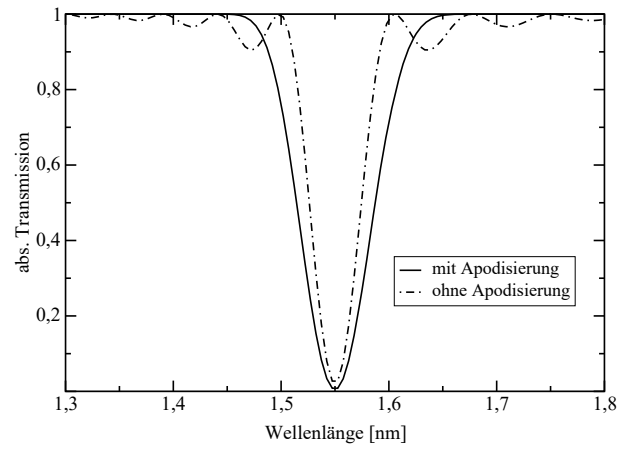


Abb. 5.10: Theoretische spektrale Verteilung einer LPFG-Resonanz mit/ohne Gaußapodisierung.

nichtapodisierte LPFG-Resonanz mit ebendieser halben Brechzahlerhöhung modelliert. Durch die gaußförmige Apodisierung werden die seitlichen Oszillationen im Spektrum unterdrückt. Weitere Parameter der Modellierung waren:  $\lambda_r = 1,55\mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0,005$ ,  $\Delta n_{uv} = 8,8 \cdot 10^{-5}$ .

### 5.2.2 Chirp im LPFG

Verändert die UV-induzierte periodische Modulation über ihre Länge ihre Periode, spricht man von gechirpten Gittern. Diese Strukturen können beim Gittereinschreiben entweder durch entsprechende Amplitudenmasken oder durch Variation der Strichabstände im Einzelstrichverfahren hergestellt werden. Der Effekt ist ähnlich wie bei Faser-Bragg-Gittern eine Verbreiterung der einzelnen Resonanz. Die an der Kopplung beteiligten Moden bleiben durch den Chirp über einen größeren spektralen Bereich in Resonanz. Dieser Effekt kann zur Dispersionskompensation in Langstreckenübertragungssystemen ausgenutzt werden [94]. Auf ein Beispiel wurde hier verzichtet, da der Effekt ähnlich dem einer Verbreiterung der Resonanzbandbreite bei entsprechender Dispersion ist.

### 5.2.3 Phasensprung im LPFG

Wird in die periodische Brechzahlstruktur ein Phasensprung eingebaut, spaltet die spektrale Grundform in 2 Teile auf. Durch Lage, Größe und Anzahl der Phasensprünge kann das Spektrum einer Resonanz in mehrere Teile unterschiedlicher Höhe aufgespaltet werden. Zur theoretischen Berechnung des LPFG-Spektrums solcher Phasensprunggitter eignet sich gut eine Kombination aus Matrixmethode und Theorie gekoppelter Moden [53]. Nach dieser Methode wurden die hier gezeigten theoretischen Spektren berechnet.

Ein Phasensprung von  $\pi$  in der Mitte eines Gitters (Abb. 5.11) erzeugt eine Aufspaltung der LPFG-Grundform in zwei symmetrische Anteile (Abb. 5.12), deren Maxima in den Minima der spektralen Verteilung eines homogenen Gitters ohne Phasensprung liegen, da der Phasensprung die konstruktive Interferenz im Gitter in eine destruktive umwandelt. Die Re-



Abb. 5.11: Brechzahlmodulation mit  $\pi$ -Phasensprung in Gittermitte.

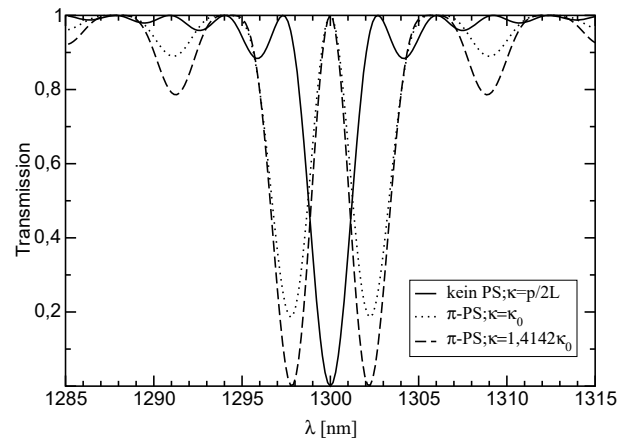


Abb. 5.12: Theoretisches LPFG-Spektrum ohne/mit  $\pi$ -Phasensprung.

sonanzstärke nimmt dabei ab. Um mit Phasensprung eine maximale Überkopplung an den Resonanzwellenlängen zu erreichen, muss die Kopplungsstärke auf das ca. 1,41-fache gesteigert werden. Diese Resonanzstärkenreduktion beim Phasensprunggitter bei sonst gleichen Gitterparametern ( $\Delta n, L$ ) ist deutlich auch im Experiment zu sehen (Abb. 5.13).

Wird die Anzahl der Phasensprünge bei äquidistantem Abstand erhöht, ist es möglich, bestimmte Nebenmaxima des ursprünglichen Spektrums zu verstärken, und dazwischenliegende abzuschwächen. Dadurch entsteht eine Art Bandpass (Abb. 5.14), dessen Transmissionsbereich bei geeigneter Wahl der Phasensprungabstände zusätzlich geglättet werden kann [53]. In

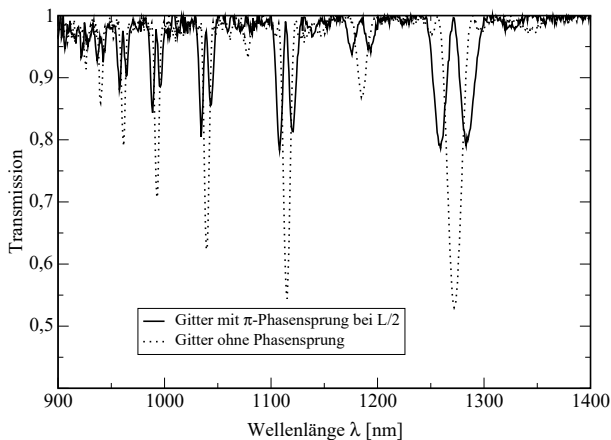


Abb. 5.13: Experimentelles LPFG-Spektrum bei  $\pi$ -Phasensprung in der Gittermitte.

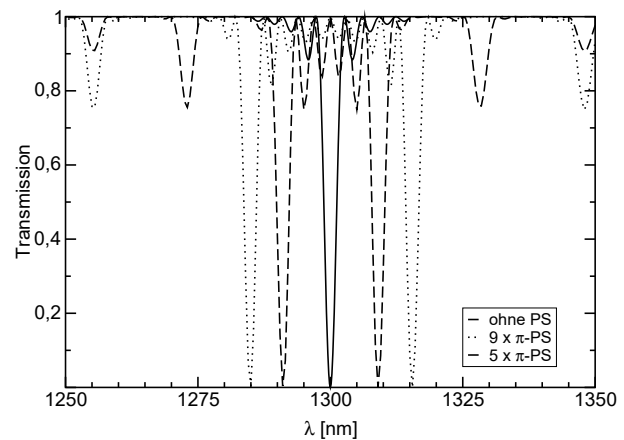


Abb. 5.14: Theoretisches LPFG-Spektrum mit mehreren  $\pi$ -Phasensprüngen.

Abb. 5.14 wurde jeweils die Kopplungsstärke  $\kappa$  für maximale Überkopplung angepasst. Der

Transmissionsbereich wächst mit zunehmender Anzahl der Gittersprünge linear an [53].

Ist der Phasensprung kein ganzzahliges Vielfaches von  $\pi$ , wird das resultierende Spektrum asymmetrisch. In Abb. 5.15 sind für verschiedene Phasensprünge in der Gittermitte die theoretischen LPFG-Spektren aufgetragen. Für alle berechneten Gitter wurde eine Gitterlänge  $L = 40\text{mm}$  angesetzt und die Kopplungsstärke  $\kappa$  so gewählt, dass maximale Überkopplung stattfindet. Die übrigen Parameter (Gitterperiode, Differenz der Modenbrechzahlen) waren dieselben wie für ein normales Gitter mit maximaler Resonanz bei  $\lambda = 1300\text{nm}$ . Durch ge-

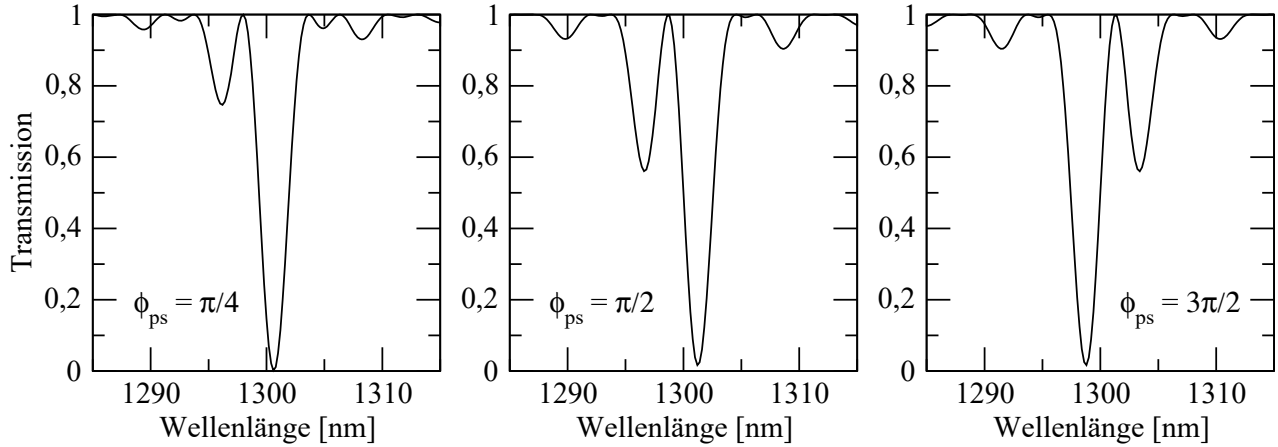


Abb. 5.15: LPFG-Spektrum mit verschiedenen Phasensprüngen.

eignete Wahl und Anzahl der Phasensprünge lassen sich komplexe Filterfunktionen z.B. zur Glättung eines Erbium-Faserverstärker-Spektrums [83] realisieren.

#### 5.2.4 Einfluss des Tastverhältnisses im LPFG

Durch Variation des Tastverhältnisses zwischen belichteten und unbelichteten Gitterzonen verschieben sich die Resonanzwellenlängen, verringern aber auch ihrer Resonanzstärke. In [10] wird dies durch eine theoretische Modellierung gezeigt. Das optimale Tastverhältnis für starke Resonanzen bei gleichbleibender UV-induzierter Brechzahl und Gitterlänge liegt bei 1, d.h. die Länge der unbelichteten Zone in einer Gitterperiode  $\Lambda$  ist genauso groß wie die einer belichteten.

#### 5.2.5 Harmonische Gitterfrequenzen im LPFG

Typischerweise werden, bedingt durch verschiedene Herstellungsverfahren (Amplitudenmasken, Punkt-zu-Punkt-Methode, geätzte Laserspiegel, mikrobeschichtete Fasern) Gitter mit rechteckförmiger Einzelperiode produziert. Rechteckförmige Gittermodulationen enthalten neben der gewünschten Gittergrundfrequenz aber auch höhere Anteile (Gitterharmonische). Die-

se wirken dann wie ein weiteres Gitter mit größerer (dreifacher, fünffacher, ... usw.) Gitterperiode. Dadurch treten im LPFG-Spektrum weitere Resonanzwellenlängen in Erscheinung, die der Kopplung zwischen Grundmode und Mantelmoden bei höherer (harmonischer) Gitterperiode zugeordnet werden können (Abb. 5.16). Diese sind in ihrer Intensität schwächer, da die Gitterharmonischen bei einer Rechteckfunktion eine geringere effektive Amplitude besitzen (kleinere Koeffizienten der Fourierreihe) und das Koppleintegral dadurch kleiner wird. Da in die Resonanzbedingung hier aber ein Vielfaches der Grund-Gitterperiode eingeht, werden Resonanzen, die bei der Gittergrundfrequenz spektral höher liegen würden, in spektral niedrigere Regionen verschoben. Eine Resonanz bei  $\lambda_r^{(i)} = \Lambda \Delta n^{(i)}$  tritt nun bei der 2. Harmonischen (dreifache Gitterfrequenz)  $\Lambda^h = 3\Lambda$  nochmal bei  $\lambda_r^{h(i)} = \lambda_r^{(i)} / 3$  in Erscheinung. Dadurch können im Spektrum Resonanzen auftauchen, die spektral unterhalb der theoretischen Grenzwellenlänge für langperiodische Gitterkopplung  $\lambda_r^{min} = \Lambda(n_{01} - n_M)$  liegen, da jede Mantelmode, die mit der Kernmode  $LP_{01}$  in Resonanz treten kann, eine effektive Brechzahl größer  $n_M$  besitzt und somit spektral höher liegt.

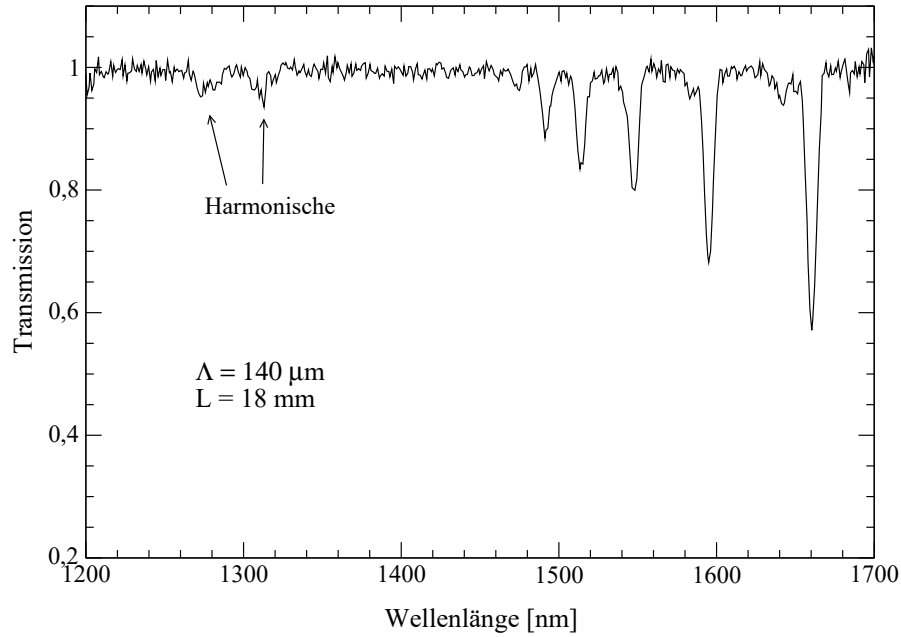


Abb. 5.16: LPFG-Spektrum mit 2 harmonischen Resonanzen bei Rechteckmodulation.

Solche Gitterharmonische lassen sich durch geeignete Wahl der Belichtungskurve vermeiden [35], indem der Bestrahlungsverlauf beim Einschreiben so gesteuert wird, dass im Faserkern ein Sinusgitter der Grundfrequenz entsteht. Insbesondere beim Punkt-zu-Punkt-Einschreiben ist diese Methode einfach anzuwenden. Aufgrund der nichtlinearen Kennlinie bei der UV-induzierten Brechzahlerhöhung reicht eine sinusförmige UV-Belichtung für ein Sinusgitter nicht aus. Vielmehr muss in genauer Kenntnis der Zusammenhänge zwischen UV-induzierten Brechzahlerhöhung und UV-Intensität beim Einschreiben eine computergesteuerte UV-Belichtung



erfolgen, um einen sinusförmigen Brechzahlverlauf im Faserkern zu erreichen. Der Zusammenhang zwischen UV-Belichtung und induzierter Brechzahlerhöhung kann z.B. über eine In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometer [16] bestimmt werden.

### 5.2.6 Serienschaltung von LPFG

Als nichtreflektierende optische Filterelemente eignen sich LPFG sehr gut zur Hintereinanderschaltung. Ihre Gesamtwirkung ergibt sich aus der einfachen Überlagerung der Einzelwirkungen, sofern zwischen den Elementen ausreichender Überzug auf dem Fasermantel belassen wird. Damit wird sichergestellt, dass die in die Mantelmoden ausgekoppelte Lichtleistung vollständig an die Umgebung abgestrahlt wird, bevor das nächste Gitter erreicht wird. Diese Eigenschaft wird in der Anwendung der LPFG als EDFA-Filter zur Glättung der Verstärkerkurve eingesetzt [13, 101, 107]. In Abb. 5.17 ist exemplarisch die additive Wirkung einer Serienschaltung zweier LPFG mit Überzug zwischen den Gitterbereichen gezeigt.

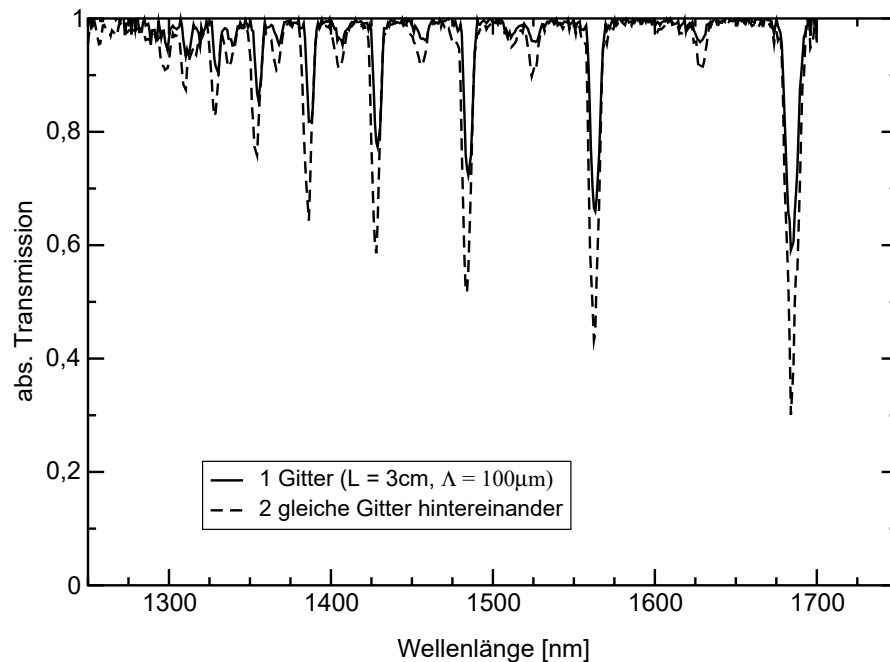


Abb. 5.17: Spektrum zweier in Serie geschalteter identischer LPFG.

Werden jedoch mehrere ähnliche Gitter hintereinander geschaltet, ohne dass zwischen den Gittern für Abstrahlung der Mantelmoden gesorgt wird, ergeben sich komplizierte spektrale Zusammenhänge, da die in den Mantelmoden geführte Lichtleistung über das folgenden Gitter mit der im Kern geführten Lichtleistung wechselwirken kann. Licht koppelt aus der Mantelmode in den Kern und umgekehrt. Diese Anteile interferieren. Das Interferenzspektrum hängt mit der Distanz der Gitter zusammen, da die Mantelmode gegenüber der Kernmode eine Phasenveränderung durch ihre unterschiedliche Phasengeschwindigkeit erfährt.

In [97] ist ein Bandpass mit 2 in Serie geschalteten LPFGs realisiert worden. Eine weitere Anwendung einer 2er-Serienschaltung zur Erzeugung eines WDM<sup>2</sup>-Kanaltrenners ist in [37] erwähnt. Hier wurde die Interferenz dazu benutzt, 20 spektral äquidistant liegende Verlustbänder mit einer Halbwertsbreite von  $1,5nm$  über einen Wellenlängenbereich von  $30nm$  zu erzeugen. Ein solches Gitterpaar wurde mit einer Superfluoreszenzfaser-Lichtquelle kombiniert und damit eine WDM-Faser-Lichtquelle für WDM-Systeme realisiert [95]. Es ist ebenfalls möglich, mehrere Gitter ohne Überzug in den Zwischenbereichen hintereinander zu schalten, ohne dass es in der Filterwirkung zu einer Interferenz im interessierenden Wellenlängenbereich kommt, sofern an den LPFG-Resonanzen unterschiedliche Mantelmoden beteiligt sind [40]. Das erste Gitter erzeugt eine Wechselwirkung zwischen Kernmode und einer spezifischen Mantelmode. Das zweite Gitter verkoppelt anschließend die Kernmode mit einer weiteren anderen Mantelmode, sofern die Gitterperiode entsprechend gewählt wurde. Die Resonanzbedingung des zweiten Gitters erzeugt aber keine Wechselwirkung der durch das erste Gitter gekoppelten Mantelmode mehr. Dadurch findet keine Interferenz statt und die Gesamtfilterkurve entspricht dem Produkt der Einzelfilter.

Durch zwei hintereinander geschaltete LPFG lässt sich auch ein Bandpass-Filter mit variabler Transmission realisieren [92]. Das erste Gitter koppelt Licht an der Resonanzwellenlänge aus dem Kern aus, und ein in einem geringen Abstand nachgeschaltetes zweites Gitter koppelt das im Mantel geführte Licht wieder in den Kern zurück. Zwischen den Gittern muss der Überzug zur Leitung der Mantelmoden entfernt werden. Zur Vermeidung von Interferenzen wird nach dem ersten Gitter der Kernbereich zerstört, so dass hier kein Führungseffekt für verbleibendes Kernlicht mehr vorhanden ist und kein Kernlicht mehr das zweite Gitter erreicht. Wird zusätzlich im Mantelmoden-Führungsbereich zwischen den Gittern eine Störquelle (z.B. ein kleiner Lautsprecher) angebracht, lässt sich dieser Bandpass modulieren, da jede Störung im Mantelbereich sich unmittelbar auf die Führungseigenschaften der Mantelmoden und damit durch Modenverluste auf die Transmissionskurve auswirkt. Mit dieser Methode wurde in [92] ein  $2nm$ -Bandpass bei einer  $25dB$ -Unterdrückung nichtresonanter Wellenlängen in einem  $60nm$  breiten Spektralbereich erreicht. Die Transmission war über einen  $20dB$ -Bereich dynamisch regelbar.

Werden mehr als zwei LPFG hintereinander geschaltet, lassen sich kompliziertere spektrale Filterfunktionen realisieren. Ein Beispiel mit 3 Gittern wird in [63] gegeben. Die Modellierung mehrerer Gitter erfolgt in gleicher Weise wie in (5.11) durch Multiplikation der zusätzlichen Matrizen für weitere Gitter, Phasendifferenzen bzw. Faserstücke. Durch Kombination der im vorangegangenen Unterkapitel behandelten Phasensprung-Gitter und einer Hintereinanderschaltung von Gittern, lassen sich weitere spektrale Filterformen realisieren [66].

---

<sup>2</sup>wavelength division multiplexing

## In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometer

Eine interessante Anwendung durch zwei hintereinander geschaltete LPFG ergibt sich durch das In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometer [17]. Dazu werden zwei identische  $3dB$ -Gitter mit einem Abstand  $d$  in einer Faser erzeugt (Abb. 5.18). Im Bereich zwischen den Gittern ist der Überzug entfernt. Das erste Gitter dient als 50%-Strahlteiler für das in der Kernmode

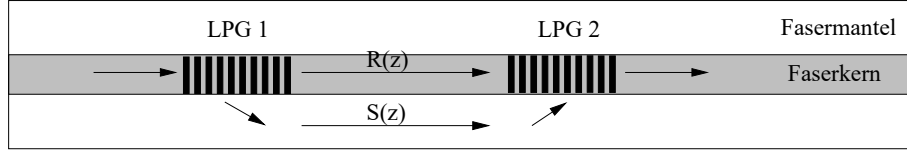


Abb. 5.18: In-Faser Mach-Zehnder Interferometer mit 2 LPFG.

geführte Licht. Das in die Mantelmode ausgekoppelte Licht läuft im Mantel weiter (Mantelarm des Interferometers) und interferiert im zweiten Gitter mit dem im Kern verbliebenen Anteil (Kernarm des Interferometers). Durch die unterschiedlichen Laufzeiten im Kern und im Mantel besteht eine feste Phasenbeziehung beider Anteile, und es entsteht im LPFG-Spektrum ein typisches Interferenzmuster. Wird nun in einem der Arme die Brechzahl durch äußere Einflüsse (z.B. UV-Laserbestrahlung) verändert, ändert sich auch das Interferenzmuster. Aus dieser Änderung kann auf die Brechzahlveränderung rückgeschlossen werden.

Die theoretische Berechnung der langsam veränderlichen Amplituden im Kern ( $R_i$ ) und im Mantel ( $S_i$ ) zweier in Serie geschalteter Gitter mit Abstand  $d$  lässt sich aus den gekoppelten Gleichungen (B.35, B.36) und der allgemeinen Lösung (B.38) für 2 in Vorwärtsrichtung gekoppelte Moden wie folgt berechnen [17]:

$$\begin{pmatrix} R_i \\ S_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_2^i & s_2^i \\ s_2^i & r_2^{*i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\Delta\beta^{(i)}\frac{d}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\beta^{(i)}\frac{d}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\Delta\phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1^i & s_1^i \\ s_1^i & r_1^{*i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

mit  $r_{1,2}^i = \cos[\gamma_i L_{1,2}] + i\frac{\hat{\sigma}_i}{\gamma_i} \sin[\gamma_i L_{1,2}]$  und  $s_{1,2}^i = i\frac{\kappa_i}{\gamma_i} \sin[\gamma_i L_{1,2}]$  als Transmissionsmatrix eines einfachen LPFG der Länge  $L_{1,2}$ . Die mittleren Matrizen tragen der Laufzeitdifferenz der beiden Moden  $\Delta\beta^{(i)}$  über die Distanz  $d$  und der Phasendifferenz  $\Delta\phi$  zwischen den Armen des Interferometers Rechnung. Bei gegebener Anfangsverteilung ( $\Delta\phi = 0$ ) lässt sich damit die geänderte Interferenzkurve bei einer Phasenveränderung in einem der Arme direkt berechnen oder umgekehrt auf die Phasenänderung rückschließen.

Abbildung 5.19 zeigt das Spektrum eines realisierten In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometers. Es wurde durch ein  $3dB$ -Gitterpaar der Länge  $L = 1,52cm$  im Abstand  $d = 11cm$  erzeugt. Die Gitterperiode betrug  $100\mu m$ . Die Modellierung nach (5.11) ohne zusätzliche Phasendifferenz ( $\Delta\phi = 0$ ) zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Spektrum. Die

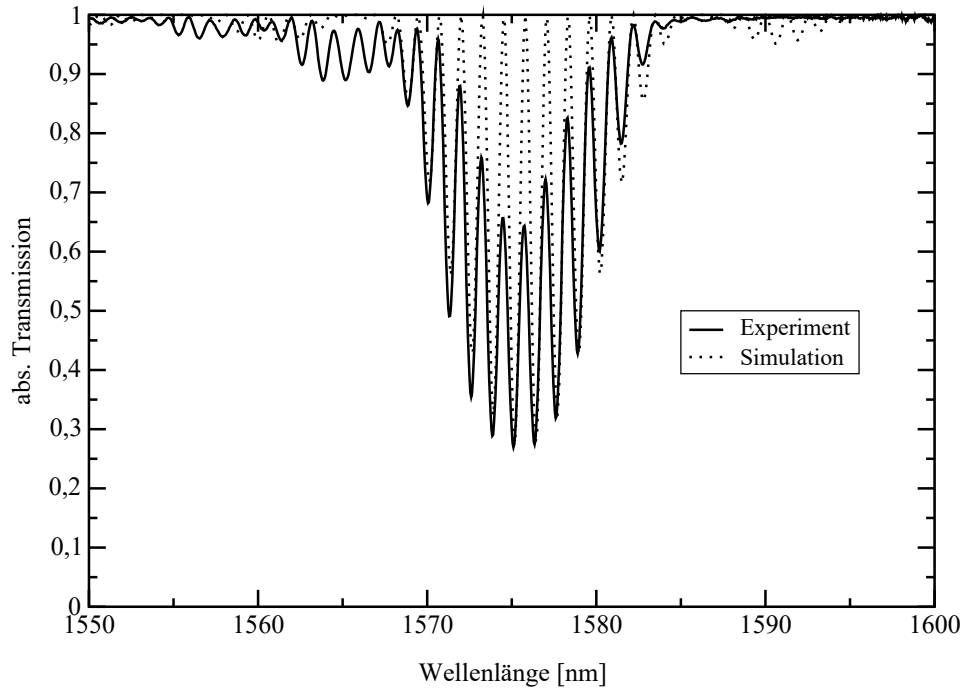


Abb. 5.19: In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometer aus zwei 3dB-Gittern.

nicht ganz perfekte Durchmodulation im experimentellen Spektrum ist durch einen geringfügigen Unterschied beider Gitter zu erklären. Nur bei exakter Übereinstimmung der Gitter und 50%-Aufteilung geht die Transmission auf 1 zwischen den Resonanzen zurück. Zudem war die spektrale Auflösung bei der experimentellen Messung auf  $0.2\text{nm}$  beschränkt, wodurch zusätzlich eine Verwaschung der Zwischenräume auftritt. Die Seitenbänder stimmen aufgrund der Dispersion nicht gut überein. Auf eine Modellierung mit Dispersion wurde hier verzichtet.

Ein solches In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometer eignet sich gut zur Messung der UV-Fotoempfindlichkeit der verwendeten Faser. Dazu wird die Faser im Zwischenbereich der Gitter UV-bestrahlt. Durch die Bestrahlung erhöht sich die Brechzahl im Kernbereich der Faser (Kern-Arm des Interferometers) und erzeugt eine Phasendifferenz  $\Delta\phi$  zwischen den Interferometerarmen. Wie aus (5.11) zu sehen, ist bei konstantem Abstand  $d$  der Fasergitter an der Resonanzwellenlänge  $\lambda_r^{(i)}$ , bei der  $\delta_i = 0$  gilt, die Transmission durch Ausmultiplikation der Matrizen gegeben durch:

$$T^{(i)} = R^{(i)} \cdot R^{(i)*} = 1 - \frac{\sin^2(2\kappa_i L)}{2} (1 + \cos(\Delta\beta^{(i)}d + \Delta\phi)) \quad (5.12)$$

Wird nun bei konstanter UV-Bestrahlung gleichzeitig die Transmission bei  $\lambda_r^{(i)}$  als Funktion der Zeit gemessen, kann mit (5.12) die im Kernarm erzeugte Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  und damit die im Kern UV-induzierte Brechzahlerhöhung berechnet werden [35]. Solche Messungen der UV-Fotoempfindlichkeit sind beim Gittereinschreiben mit dem Scanning-Verfahren zur Erzeugung reiner Sinusgitter (Gitter ohne harmonische Oberfrequenzen) wichtig, da der (nichtlineare)

Zusammenhang zwischen UV-Dosis beim Einschreiben und UV-induzierter Brechzahlerhöhung im Faserkern oft nicht genau bekannt ist.

### 5.2.7 Überlagerung verschiedener LPFG

Eine Überlagerung von LPFG mit unterschiedlicher Periode erzeugt im Allgemeinen komplizierte spektrale Zusammenhänge. Die theoretische Modellierung einer sogenannten *superimposed structure* ist in [41] behandelt. Durch Überlagerung verschiedener Gitter unterschiedlicher Periode lassen sich in einem begrenzten Spektralbereich Filterfunktionen mit kürzerer Gitterlänge realisieren, als sie bei herkömmlichen Phasensprung-LPFG bzw. Hintereinanderschaltung notwendig wäre.

# Kapitel 6

## Asymmetrieffekte bei LPFG

Wie im Kapitel Modellierung bereits erläutert, erfolgt die Zuordnung der Resonanzen zu den Fasern in einem experimentellen LPFG-Spektrum über eine genaue Fasersimulation. Zur Identifikation der Resonanzen wurden bisher nur Modenkopplungen zwischen symmetrischer Kernmode und symmetrischen Mantelmoden betrachtet. Diese Einschränkung ist für eine große Zahl von Fasern und gemessenen Spektren für die Zuordnung aller Resonanzen ausreichend, d. h. die UV-induzierte Brechzahlverteilung ist homogen über den Faserkernquerschnitt erzeugt worden. Bei einigen Fasern (z.B. Faser 85M) und deren LPFG-Spektren lassen sich jedoch nicht alle Resonanzen mit symmetrischen Kopplungen erklären, obwohl von der Faser- bzw. Gitterherstellung her keine Besonderheiten zu erwarten waren. In diesen Fällen ist die Hinzunahme von asymmetrischen Modenkopplungen notwendig, deren Einfluss und Auswirkungen auf die LPFG-Spektren hier diskutiert werden soll.

Zu Beginn des Kapitels führen experimentelle Beobachtungen an die Problematik der Asymmetrie in LPFG heran. Danach folgen mögliche Erklärungen für das Auftreten asymmetrischer Kopplungen, an die sich detaillierte Untersuchungen der Ursachen anschließen.

### 6.1 Beobachtung asymmetrischer Kopplungen im Experiment

Für die Berechnung eines kompletten LPFG-Spektrums als Vergleich zum Experiment ist es notwendig, die Modellparameter mit den experimentellen Daten abzugleichen, da die experimentelle UV-induzierte Brechzahlerhöhung oft nicht genau bekannt ist. Dazu werden im Experiment unter gleichbleibenden Bedingungen mehrere LPFG-Spektren jeweils bei unterschiedlicher Gitterperiode hergestellt und ausgewertet. Anschließend werden die Resonanzwellenlängen in ein Resonanzdiagramm (Abb. 6.1) eingetragen (Punkte und Kreise) und die

tatsächliche UV-induzierte Brechzahlerhöhung aus dem Abgleich mit der Theorie bestimmt. Die gemessenen spektralen Positionen der stärksten Resonanzen (schwarze Punkte in Abb. 6.1) stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen recht gut mit den modellierten Positionen (durchgezogene Linien) der symmetrischen Modenkopplungen  $LP_{01} \rightarrow LP_{0p}^{(i)}$ ;  $p > 1$  überein.

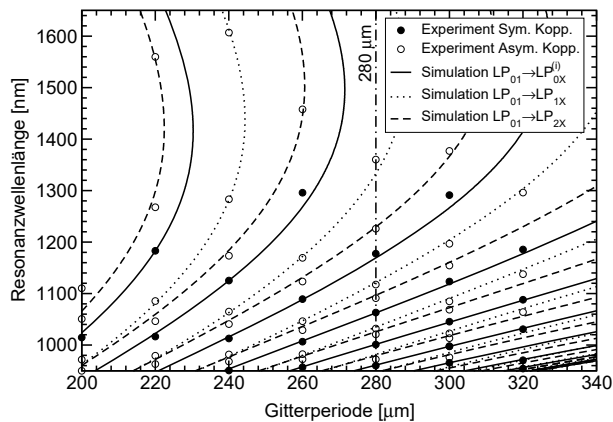


Abb. 6.1: Resonanzdiagramm der Faser 85M. Die punkt-gestrichelte Linie markiert die Gitterperiode  $\Lambda = 280\mu\text{m}$  für das simulierte Spektrum.

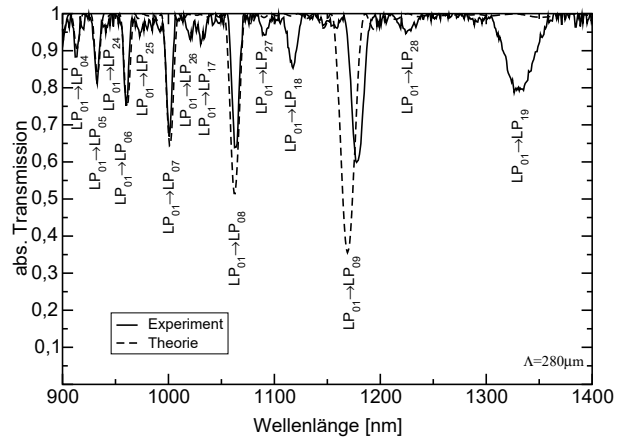


Abb. 6.2: Experimentelles und simuliertes LPFG-Spektrum der Faser 85M mit zusätzlichen Resonanzen bedingt durch asymmetrische Kopplung.

Hinsichtlich der Resonanzstärkenverteilung ist jedoch eine deutliche Abweichung des für eine Gitterperiode  $\Lambda = 280\mu\text{m}$  modellierten LPFG-Spektrums (gestrichelte Kurve in Abb. 6.2) vom experimentell gemessenen zu beobachten. Für Modenkopplungen mit höheren Mantelmoden ergeben sich in der Modellrechnung im Vergleich zum Experiment zu große Werte. Diese Abweichungen lassen sich nicht dadurch erklären, dass für die Modellierung die skalare Wellengleichung nicht mehr ausreicht. Die Abweichungen von skalarer zu vektorieller Theorie in den hier vorkommenden Fällen liegen im Bereich von wenigen Prozent [68].

Zusätzlich zu dieser Abweichung tauchen zwischen den Hauptresonanzen einige Resonanzen auf, die nicht symmetrischen Kopplungen zugeordnet werden können (Abb. 6.2). Diese treten auch bei anderen Gitterperioden in Erscheinung (Kreise in Abb. 6.1). Sie sind nicht durch harmonische Oberfrequenzen der Gittergrundfrequenz zu erklären, wie sie bei rechteckförmiger Gitterperiode auftreten können, da sie bei sinusförmigen Gitterperioden nahezu unverändert erscheinen, wie Testversuche zeigten. Eine erweiterte Modellrechnung mit Kopplungen zwischen symmetrischer Kernmode und asymmetrischen Mantelmoden azimuthaler Ordnung  $m > 1$  (gestrichelte und punktierte Linien in Abb. 6.1) ergibt allerdings eine gute Übereinstimmung der verbleibenden Resonanzpositionen im Resonanzdiagramm. Dies legt den Schluss nahe, dass es sich bei den zusätzlichen Resonanzen um Kopplungen handelt, die aufgrund einer transversalen Asymmetrie im Kopplungsprozess erzeugt werden. Die transversale Brechzahlverteilung ist somit nicht mehr rotationssymmetrisch. Die Berechnung eines

kompletten LPFG-Spektrums zum Vergleich der Theorie mit dem Experiment wie in Abb. 6.2, aber diesmal unter Einbeziehung asymmetrischer Kopplungen, setzt die Kenntnis der asymmetrischen Brechzahlstörung in der Faser voraus. Diese ist hier jedoch noch unbekannt und soll im Weiteren jetzt qualitativ erfasst werden.

## 6.2 Klassifizierung asymmetrischer Brechzahlverteilungen

Bei einer perfekt rotationssymmetrischen Faser mit zentrischem Kern kann bei homogener Störung über den Kernquerschnitt nur eine Kopplung zwischen symmetrischer Kernmode (Grundmode) und symmetrischen Mantelmoden (azimutale Ordnung  $m = 0$ ) stattfinden. Alle anderen Kopplungen zwischen symmetrischer Kernmode und asymmetrischen Mantelmoden lassen das Kopplungsintegral (3.9 bzw. B.25) verschwinden. Wird nun die Rotationssymmetrie gebrochen, kann es zu Kopplungen zwischen Kernmode und Mantelmoden kommen, deren azimutale Ordnung  $m$  von 0 verschieden ist. Im Allgemeinen lassen sich die Modenfelder einer nicht mehr rotationssymmetrischen Faserstruktur nur noch numerisch berechnen. Die skalare Näherung ist nicht mehr gerechtfertigt und es muß vektoriell gerechnet werden [98]. Die Entartung der Moden wird aufgehoben. Eine genaue Modellierung ist dann nur noch mit großem numerischem Aufwand möglich. Ist die Abweichung von der Rotationssymmetrie klein, können die Moden und deren Ausbreitungskoeffizienten mit einer Störungsrechnung ermittelt werden [91]. Im Nachfolgenden wollen wir uns jedoch nur auf eine qualitative Betrachtung der unterschiedlichen Asymmetrien und deren Einfluss beschränken.

Asymmetrien in der transversalen Brechzahlverteilung, wie sie in UV-induzierten Brechzahlgittern eine Rolle spielen, können in 3 Kategorien unterteilt werden:

1. Kernasymmetrie (inhärent, UV-induziert)
2. Mantelasymmetrie
3. Kern-Mantel-Asymmetrie

Hierbei bezeichnet Kernasymmetrie eine nur im Kern vorkommende Asymmetrie, entweder nach der Faserherstellung (inhärent) oder nach der UV-Belichtung (UV-induziert). Die Asymmetrie umfasst sowohl geometrische Asymmetrien (Formasymmetrie), als auch Asymmetrien der Brechzahl in einem rotationssymmetrischen Gebiet. Entsprechend ist die Mantelasymmetrie zu verstehen. Die Kern-Mantel-Asymmetrie ist eine reine geometrische Asymmetrie und meint die Lage des Kerns im Mantel (Exzentrizität).



### 6.2.1 Kernasymmetrie

Bei dieser Art der Asymmetrie muss zwischen *inhärenter* und *UV-induzierter* Kernasymmetrie unterschieden werden. Sowohl die inhärente, wie auch die UV-induzierte Kernasymmetrie führt im LPFG zu einer Verkopplung der Grundmode mit asymmetrischen Mantelmoden.

#### Inhärente Kernasymmetrie

Unter inhärenter Asymmetrie soll eine bereits vor dem Gittereinschreiben bestehende Kernasymmetrie gemeint sein. Durch prozessbedingte Schwankungen bei der Faserherstellung kann es im Faserkern zu einer nicht mehr rotationssymmetrischen Brechzahlverteilung kommen (z.B. elliptischer Kern). Eine Abweichung von der perfekten Rotationssymmetrie ist bei jeder Faser mehr oder weniger stark vorhanden und wird bei polarisationserhaltenden Fasern gezielt zur Erzeugung einer geometrischen Doppelbrechung eingesetzt. Die asymmetrische Kernstruktur führt dann zur Aufspaltung der sonst entarteten Moden. Die Grundmode spaltet in 2 Polarisationsmoden auf, die höheren Moden spalten in 4 Moden auf. Im später folgenden Abschnitt *Polarisationsmodendispersion* werden die Effekte und der Einfluss auf die LPFG-Spektren näher untersucht.

#### UV-induzierte Kernasymmetrie

Bedingt durch die seitliche Einschreibmethode bei Fasergittern, kann es zu einer inhomogenen UV-induzierten Brechzahlhebung im Kernbereich kommen. Dabei ist die dem Schreibstrahl zugewandte Kernseite bevorzugt und wird eine größere Brechzahlhebung als die abgewandte Seite erfahren, da der Kern die UV-Strahlung durch Absorptionsprozesse abschwächt. Aus der Literatur sind solche UV-induzierten Inhomogenitäten bekannt und beim Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern gemessen worden [9].

Erste Hinweise auf eine starke Inhomogenität bei UV-induzierten Brechzahlerhöhungen in Quarzglasfasern sind in [70] zu finden. Dort war bei Fasergittern, die mit  $249\text{nm}$ -Excimerlaser-Pulsen hoher Energie erzeugt wurden, eine starke Lokalisierung der induzierten Gitterstruktur auf der Einschreibseite am Kern-Mantelübergang der Faser beobachtet worden. Diese Beobachtungen wurden durch A. M. Vengsarkar [102] bei mit  $248\text{nm}$ -Pulsen erzeugten Fasergittern bestätigt. Dort wurde die Faser an einer UV-belichteten Stelle gebrochen und die Stirnfläche mit einer 1 vol.%igen HF-Lösung 2,5 Minuten angeätzt. Anschließend wurde das Ätzrelief unter einem AFM<sup>1</sup> vermessen. Hierbei zeigte sich eine starke Asymmetrie am Kern-Mantel-Übergang der belichteten Faserseite. Die Asymmetrie wurde mit einer thermischen Veränderung der

---

<sup>1</sup>Atomic Force Microscope

Glasmatrix durch Absorptionsprozesse am Kern-Mantel-Übergang in Verbindung gebracht. Ähnliche AFM-Untersuchungen von Inniss et al. [47] an wasserstoffbeladenen, UV-bestrahlten Fasern erhärten die These, dass thermische Prozesse durch Absorption eine entscheidende Rolle im Auftreten dieser Asymmetrie spielen. In Ergänzung zu den AFM-Untersuchungen wurden dort auch refracted-near-field-Messungen (RNF) an den Fasern durchgeführt. Dabei zeigte sich die gleiche Art der Asymmetrie auch in der gemessenen Brechzahlverteilung.

### 6.2.2 Mantelasymmetrie

Ebenso wie der Kern der Faser bei der Herstellung von der Rotationssymmetrie abweichen kann (Elliptizität), kann die Brechzahlverteilung des Mantels ebenfalls nicht mehr rotations-symmetrisch sein. Die Wirkung auf die Moden lässt sich direkt von der Kernasymmetrie übertragen, nur dass jetzt die betroffenen Moden Mantelmoden statt Kernmoden sind. Der Mantel ist für die Kernmoden bei einer Standardfaser von  $125\mu m$ -Durchmesser im Vergleich zum kleinen Kerndurchmesser von typischerweise  $6 - 10\mu m$  sehr weit ausgedehnt, so dass die Kernmoden den Einfluss einer Mantelasymmetrie nicht spüren. Umgekehrt werden sich Kernasymmetrien nur wenig oder gar nicht auf die Mantelmoden auswirken. Es ist zu erwarten, dass die Aufspaltung der LPFG-Resonanzen geringer ausfällt, als bei einer Kernasymmetrie. Der effektive Kernmodenindex wird sich durch die Größenverhältnisse des Kerns zum Mantel bei einer Asymmetrie stärker ändern, als der effektive Mantelmodenindex. Da in die Resonanzbedingung für LPFG die Differenz der effektiven Brechzahlen eingeht, wird sich die kleine Veränderung der Mantelmoden nur in geringem Maß auf die Resonanzposition auswirken, wohingegen die größere Kernindexveränderung stärkeren Einfluss nehmen wird.

### 6.2.3 Kern-Mantel-Asymmetrie

Sitzt der Kern der Faser nicht genau zentrisch im Mantel, ist also eine Exzentrizität des Kerns gegenüber dem Mantel vorhanden, kommt es zu einem nicht-verschwindenden Überlappintegral zwischen symmetrischer Kernmode und asymmetrischen Mantelmoden. Hierbei spalten die Kernmoden nicht auf, da der Mantel für die Kernmoden nach wie vor unendlich ausgedehnt erscheint und die Asymmetrie des Mantels bezüglich der Kernmitte sich auf den Kern nicht auswirkt. Umgekehrt werden die Mantelmoden zwar diesen leicht verschobenen Kern spüren, aber durch das kleine Kern-zu-Mantel-Verhältnis kaum eine Veränderung erfahren, da sich der größte Anteil der transversalen Mantelmodenfelder über den Mantel selbst erstreckt und nur wenig im Kern liegt. Die Auswirkung auf das Überlappintegral (3.9) wird jedoch bedeutend sein. Eine leichte Verschiebung zweier Modenfelder verursacht ein nicht mehr verschwindendes Überlappintegral und damit eine Resonanzstärke, die sich bei langen oder starken Gittern

bemerkbar machen wird. Die Kopplungskoeffizienten sind recht klein, da der Überlapp der Modenfelder nur im Kernbereich zum Tragen kommt. Jede kleinste Veränderung bewirkt direkt eine Änderung der Koppelkoeffizienten der Modenresonanzen und damit eine Änderung der Resonanzstärken oder überhaupt erst das Auftreten einer Resonanz im LPFG-Spektrum.

## 6.3 Untersuchungen zur Asymmetrie

Nachfolgend werden Untersuchungen zu den erwähnten verschiedene Asymmetriearten vorgestellt. Diese beschränken sich größtenteils auf die Faser 85M, bei der die stärksten asymmetrischen LPFG-Kopplungen beobachtet wurden.

### 6.3.1 Inhärente Kernasymmetrie

Jede Faser besitzt durch den Herstellungsprozess eine inhärente Kernasymmetrie, die sich in einer mehr oder weniger schwachen Doppelbrechung bemerkbar macht. Zur Charakterisierung dieser Kernasymmetrie wurden RNF<sup>2</sup>-Messungen an den Fasern 85M und 100M durchgeführt. Die durch die inhärente Asymmetrie erzeugte Doppelbrechung ließ sich mit einem Aufbau zur Messung der Polarisationsmodendispersion bestimmen.

#### Refracted-Near-Field-Messung

Zur Bewertung der inhärenten Kernasymmetrie der Faser 85M wurde der Kernbereich in einem RNF-Messgerät S14 der Firma YORK Technology Ltd. vermessen. Die maximale Brechzahlauflösung des Gerätes beträgt  $10^{-4}$ , bei einer Profilauflösung besser als  $500nm$  und einer Messwellenlänge von  $633nm$ . Der in Abb. 6.4 gezeigte Kernquerschnitt ist in Richtung der größten Variation gemessen. Zuvor wurde der Faserkern in einem Rasterverfahren einheitlich erfasst, dessen Darstellung als Relief in Abb. 6.3 zu sehen ist. Es ist eine leichte Asymmetrie im Kernbereich festzustellen. Wird die Asymmetrie  $A$  nach  $A = 2(n_{max}^l - n_{max}^r) / (n_{max}^l + n_{max}^r)$  als Verhältnis der Differenz zwischen dem Maximalwert für die linke und rechte Indexprofilhälfte zu ihrem arithmetischen Mittelwert definiert, erreicht die Asymmetrie für die Faser 85M einen maximalen Wert von  $A = 2,6\%$ . Zugleich zeigt sich eine leichte Ovalität des Faserkerns. Die Ovalität  $O = \Delta d / d$ , definiert durch das Verhältnis der Differenz der maximalen und minimalen Kerndurchmesser  $\Delta d = d_{max} - d_{min}$  bezogen auf ihren Mittelwert  $d = (d_{max} + d_{min}) / 2$ , liegt bei dieser Faser zwischen  $5,9\%$  und  $7,3\%$  bei einem Kerndurchmesser von  $d = 6,4 \pm 0,7 \mu m$ . Dieser Wertebereich ergibt sich aus mehreren RNF-Messungen. Die Konzentrität  $K = x/d \cdot 100\%$ ,

---

<sup>2</sup>RNF: refracted-near-field

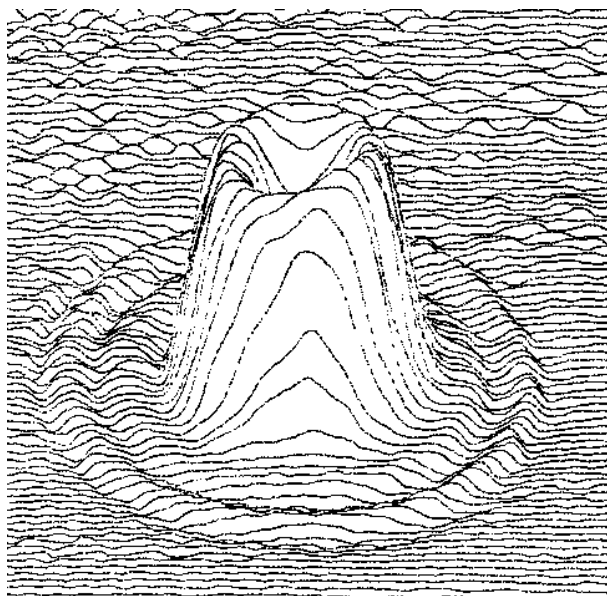


Abb. 6.3: RNF-Messung des Kernreliefs der unbelichteten Faser 85M.

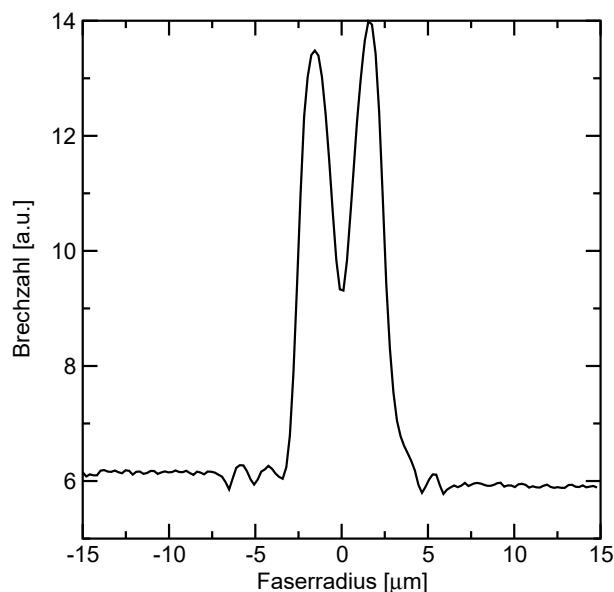


Abb. 6.4: RNF-Messung des Kernquerschnittes der unbelichteten Faser 85M.

mit  $x$  der Distanz zwischen Kern- und Mantelzentrum, liegt bei  $K = 27,1\%$  für  $x = 1,9\mu\text{m}$  und  $d = 7,0\mu\text{m}$ .

Äquivalente Messungen bei der Faser 100M, bei der nur sehr schwache asymmetrische Kopplungen auftraten, ergaben  $A = 2,1\%$ ,  $O = 2,5 - 3,5\%$  mit  $d = 4,6 \pm 0,4\mu\text{m}$  und  $K = 7,69\%$  mit  $x = 0,5\mu\text{m}$ ,  $d = 7,1\mu\text{m}$ . Hier zeigt sich schon, dass die Werte der Faser 85M auf eine stärkere inhärente Asymmetrie hindeuten. Vor allem ihre Konzentrizität ist deutlich schlechter als bei der Faser 100M.

Sowohl eine Elliptizität des Kerns, wie auch eine unterschiedliche maximale Kernbrechzahl zwischen linker und rechter Kernhälfte bedeuten eine anisotrope Brechzahlverteilung im Wellenleiterkern die zu einer Polarisations-Aufspaltung der Moden führt. Die Moden sind im Allgemeinen dann in Richtung der Hauptachsen polarisiert, welche durch die geometrische Brechzahlstruktur vorgegeben sind.

### Polarisationsmodendispersion

Zur Untersuchung der inhärenten Doppelbrechung wurden die zum Einschreiben der Fasergitter verwendeten Fasern 85M und 100M in einem Aufbau nach Abb. 6.5 vermessen. Als Quelle dient eine Erbium-ASE<sup>3</sup>-Quelle. Deren Licht durchläuft eine Zuleitungsfaser, einen Polarisator und zwei Polarisationsstufenelemente ( $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Platte), so dass jede Polarisation am Faseranfang der Testfaser eingestellt werden kann. Zur Aufnahme der Polarisations elemen-

---

<sup>3</sup>amplified spontaneous emission

te dient eine Faserbank (fiber-U-bench). Danach durchläuft das Licht die Testfaser und wird anschließend durch einen Analysator auf einem optischen Spektrenanalysator (OSA) ausgewertet. Durch die unterschiedlichen Modenausbreitungskoeffizienten bzw. Laufzeiten der beiden Polarisationsmoden an verschiedenen Wellenlängen, wird die Gesamtpolarisation bei unterschiedlichen Wellenlängen verschieden orientiert sein. Durch den Analysator betrachtet wird sich bei Anregung der beiden Polarisationsmoden ein über die Wellenlänge schwankendes Signal, das sogenannte Beatsignal, ergeben. Bei gleichmäßiger Anregung der Polarisationsmoden ist die Amplitude des Beatsignals maximal.

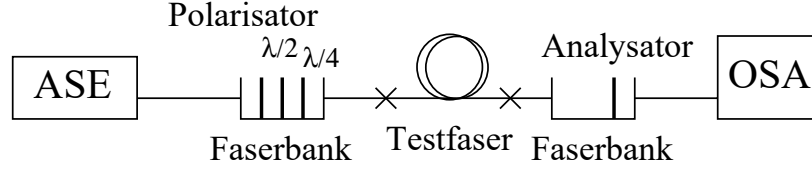


Abb. 6.5: Aufbau zur Messung des Modenbeatens.

Wird das Beatsignal über einer Strecke  $L$  bei zwei Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  ausgewertet, so ist die Differenz  $\delta\phi$  der Phasenunterschiede  $\Delta\phi(\lambda) = (\beta_o(\lambda) - \beta_a(\lambda))L = 2\pi\Delta n(\lambda)L/\lambda$  der beiden fundamentalen Polarisationsmoden mit den Ausbreitungskoeffizienten  $\beta_o$  und  $\beta_a$  gegeben durch:

$$\delta\phi = \Delta\phi(\lambda_1) - \Delta\phi(\lambda_2) \quad (6.1)$$

$$= \frac{2\pi\Delta n(\lambda_1)}{\lambda_1}L - \frac{2\pi\Delta n(\lambda_2)}{\lambda_2}L \quad (6.2)$$

Unter Vernachlässigung der Dispersion, also  $\Delta n = \Delta n(\lambda_1) \approx \Delta n(\lambda_2)$ , und Auswertung über eine volle Periode des Beatsignals  $\delta\phi = 2\pi$  erhält man:

$$1 = \Delta nL\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \approx \Delta nL\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (6.3)$$

Die Näherung in (6.3) ist gültig wenn die Differenz der Wellenlängen  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  klein gegenüber der Wellenlänge selbst ist ( $\Delta\lambda \ll \lambda_{1,2}$ ). Somit ergibt sich für die Differenz der effektiven Modenbrechzahlen  $\Delta n_{pol}$  der Polarisationsmoden:

$$\Delta n_{pol} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda L} \quad (6.4)$$

Zur Auswertung der Messungen an den Fasern 85M (Abb. 6.6) und 100M (Abb. 6.7) wurde eine Sinusfunktion an die Messdaten angepasst und deren Periode (Fitparameter  $a2$ ) für die Berechnung von  $\Delta\lambda = 2\pi/a2$  in (6.4) herangezogen.

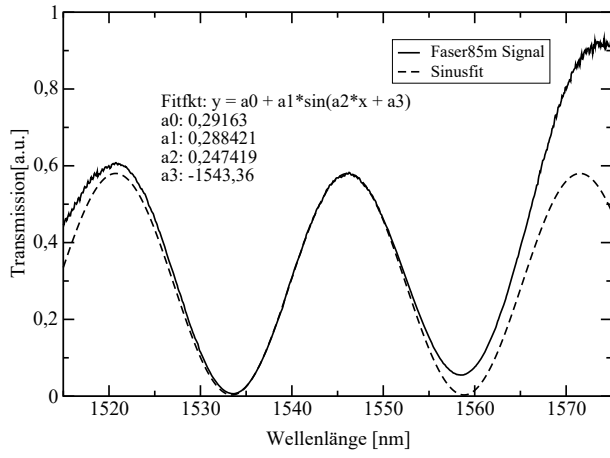


Abb. 6.6: Modenbeaten der beiden fundamentalen Polarisationsmoden in Faser 85M.

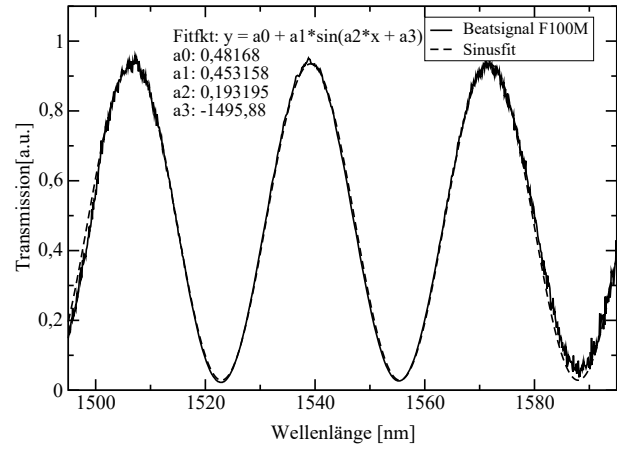


Abb. 6.7: Beatsignal der fundamentalen Polarisationsmoden in Faser 100M.

Bei einer Mittenwellenlänge  $\lambda = 1545\text{nm}$ , einer Länge der Testfaser  $L = 21,9\text{m}$  und einer aus der Fitfunktion errechneten Wellenlängendifferenz  $\Delta\lambda = 25,4\text{nm}$  erhält man für die Faser 85M eine inhärente Doppelbrechung von:

$$\Delta n_{pol}^{85M} \approx 4,29 \cdot 10^{-6}$$

Bei der mit Germanium hochdotierten Faser 100M ist mit  $\lambda = 1545\text{nm}$ ,  $\Delta\lambda = 32,52\text{nm}$  und  $L = 2,06\text{m}$  die inhärente Doppelbrechung:

$$\Delta n_{pol}^{100M} \approx 3,56 \cdot 10^{-5}$$

Der Wert der inhärenten Doppelbrechung der Faser 100M liegt um eine Größenordnung über dem Wert für die mittelmäßig mit Germanium dotierte Faser 85M, was durch die hohe Ge-Konzentration der Faser 100M erklärt werden kann. Eine Zunahme des Ge-Gehalts in der Faser erhöht im Allgemeinen die inhärente Doppelbrechung [74].

Ein anschauliches Maß für die Doppelbrechung ist die sogenannte Beatlänge  $L_B = \lambda / \Delta n_{pol}$ . Es ist die Länge über die die beiden Polarisationsmoden gerade eine Periode in der Faser auseinandergefahren sind. Für die Beatlängen der beiden Fasern ergibt sich  $L_B^{85M} = 0,36\text{m}$  und  $L_B^{100M} = 0,043\text{m}$ .

## LPFG-Aufspaltung bei inhärenter Doppelbrechung

Aus den Werten für die inhärente Doppelbrechung lässt sich die Auflösung der Polarisationsmodenaufspaltung mit Hilfe der LPFG abschätzen. Wird angenommen, dass die Kerndoppelbrechung sich nicht auf die Mantelmoden auswirkt, so erhält man für die beiden Polarisationsmoden eine unterschiedliche Koppelwellenlänge im LPFG und somit eine Wellenlängendifferenz.

Ist die Wellenlängendifferenz groß genug, werden bei LPFG-Messungen mit unpolarisiertem Licht zwei, statt einer Resonanz auftreten. Diese sind durch Überlagerung der beiden Polarisationszustände erklärbar und können in einem Messaufbau mit polarisierter Lichtquelle einzeln angeregt werden. Die durch das Einschreiben induzierte Doppelbrechung kann allerdings diesem Effekt entgegenwirken oder ihn verstärken.

Wie in Gleichung (5.10) bereits gezeigt lässt sich die Resonanzwellenlängendifferenz  $\Delta\lambda_{pol}$  zweier Polarisationsmoden des Kern errechnen zu  $\Delta\lambda_{pol} = \Lambda(n_{01}^x - n_{01}^y) = \Lambda\Delta n_{pol}$ . Bei einer Gitterperiode  $\Lambda = 300\mu m$  wird für Faser 85M  $\Delta\lambda_{pol}^{85M} \approx 1,29nm$  und  $\Delta\lambda_{pol}^{100M} \approx 10,7nm$ . Da die Wellenlängendifferenz bei der Faser 85M nur durch genaue Polarisationsmessungen nachzuweisen ist, müsste sich die Wellenlängendifferenz bei der Faser 100M bei großer Resonanztiefe und somit geringer Resonanzbandbreite bereits im Spektrum durch Aufspaltung der Resonanzen bei unpolarisiertem Licht mit zunehmender UV-Bestrahlung abzeichnen. Derartige Aufspaltungen bei hoher UV-Dosis wurden zwar beobachtet, jedoch war nicht eindeutig festzustellen, ob die Doppelbrechung inhärent oder durch die UV-Brechzahlerhöhung (UV-induzierte Anisotropie) erzeugt worden war.

### 6.3.2 UV-induzierte Kernasymmetrie

Wie bereits erwähnt, kann die UV-induzierte Brechzahlerhöhung durch die seitliche Einschreibemethode zu einer asymmetrischen Brechzahlerhöhung über den Kernquerschnitt führen.

#### AFM-Messung

Zur genaueren Untersuchung dieser induzierten Brechzalasymmetrie im Faserkern wurden AFM-Messungen an UV-belichteten und unbelichteten Faserproben wie in [102, 47] durchgeführt. Als Faserproben dienten Stücke der Faser Typ 85M, bei der deutliche asymmetrische LPFG-Kopplungen zu beobachten waren. Die UV-belichteten Proben wurden durch eine 20s-Bestrahlung bei 100mW Laserleistung mit dem Argonlaser hergestellt. Die Bestrahlung erfolgte homogen über eine Länge von ca. 2cm. Danach wurden die Faserproben für eine AFM-Oberflächenuntersuchung an belichteten bzw. unbelichteten Stellen gebrochen und die Bruchflächen in einer ca. 4%igen HF-Lösung 1 Minute angeätzt. Durch die unterschiedliche Ätzgeschwindigkeit von dotiertem und undotiertem Quarzglas lassen sich aus den resultierenden Oberflächenprofilen Rückschlüsse auf die Faserbrechzahlprofile schließen [45]. Bei Ge-dotiertem Quarzglas erhöht die Dotierung die Ätzrate [4]. Bereiche mit hoher Ge-Konzentration und damit größerer Brechzahl werden stärker abgeätzt. Somit erhält man an der abgeätzten Bruchfläche ein Oberflächenrelief, welches der transversalen Brechzahlverteilung in der Faser ent-

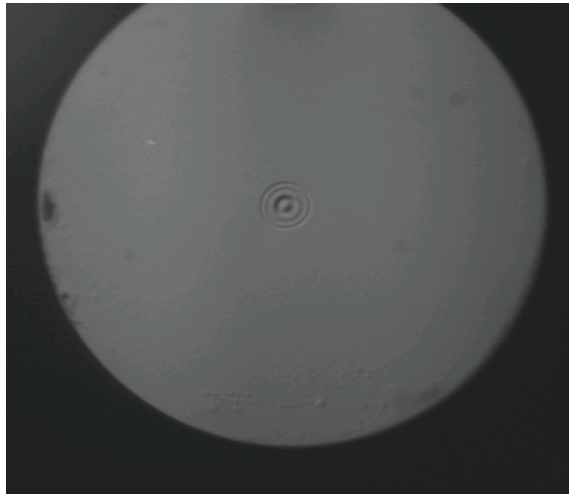


Abb. 6.8: Mikroskopaufnahme der abgeätzten Stirnfläche der Faser 85M.

spricht (Abb. 6.8). Der Faserkern mit den Pufferschichten einer unbelichteten Probe ist in der Bildmitte deutlich zu erkennen. UV-induzierte Brechzahlhebungen können durch das Ätzverfahren nicht sichtbar gemacht werden. Vielmehr kann nur durch Nachweis einer thermisch bedingten Glasveränderung, die im Ätzprofil sichtbar wird, eine Abschwächung der UV-Strahlung im Kern angenommen werden. Diese Abschwächung erzeugt dann eine asymmetrische Brechzahlerhöhung über den Kernquerschnitt [47].

Das nach dem Ätzvorgang ermittelte Oberflächenrelief wie es sich aus der AFM-Messung ergibt, zeigt Abb. 6.9 für die unbelichtete und Abb. 6.11 für die UV-belichtete Probe der Faser 85M. Im Linienscan (Abb. 6.10), der an der größten Variation im Profil über die Kernmitte gemessen wurde, zeigt sich für die unbelichtete Probe eine leichte Asymmetrie in den tiefsten

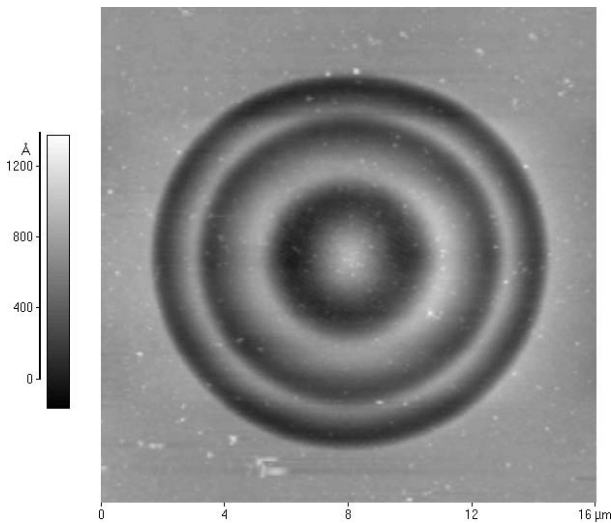


Abb. 6.9: AFM-Relief der angeätzten Stirnfläche der unbelichteten Probe im Kernbereich der Faser 85M.

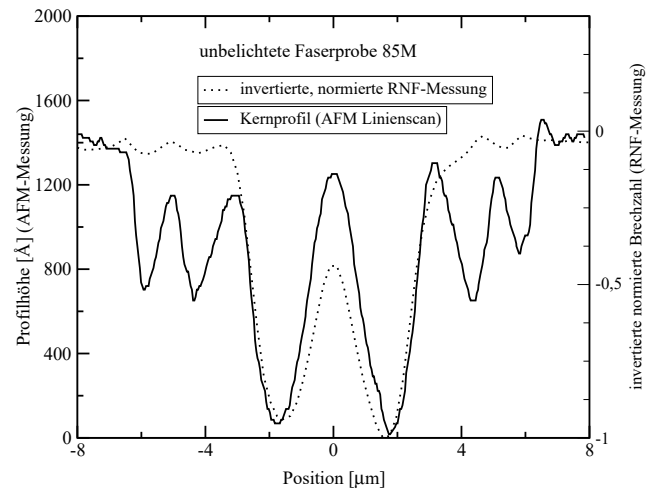


Abb. 6.10: AFM-Linienscan durch das Kernzentrum der unbelichteten Probe in Richtung der größten Variation.



Gräben (= größte Brechzahl). Dies ist in Übereinstimmung mit der RNF-Messung aus Bild 6.4, die zum Vergleich invertiert als gepunktete Linie in Abbildung 6.10 eingezeichnet ist. Eine geringfügige Abweichung zwischen dem gemessenen Höhenprofil der abgeätzten Stirnfläche und der RNF-Messung im rechten Teil ist durch eine leicht unterschiedliche Messposition bezüglich des Faserkerns erklärbar. Des Weiteren stimmen auch die Pufferschichten in beiden Messungen gut überein. Die leichte Asymmetrie ist bei der UV-belichteten Probe (Abb. 6.12 und 6.11), in Richtung der größten Variation gemessen (rote Kurve), viel stärker ausgeprägt, was auf eine zusätzliche UV-induzierte Asymmetrie hindeutet. In der zu dieser Richtung senkrechten

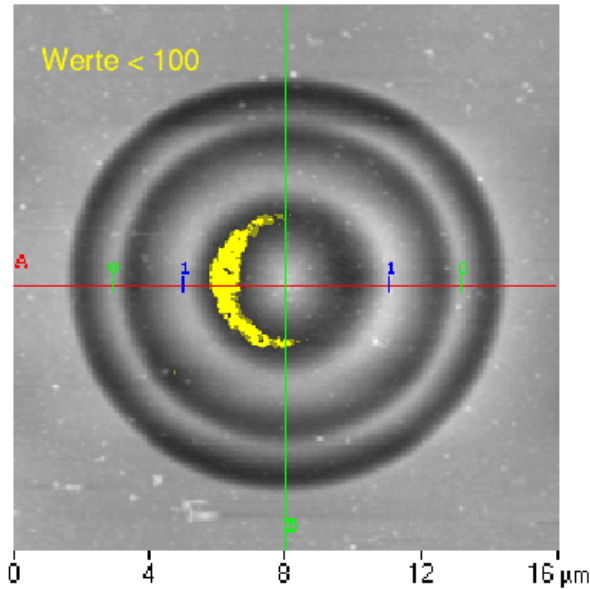


Abb. 6.11: AFM-Relief der angeätzten Stirnfläche der UV-belichteten Faser 85M.

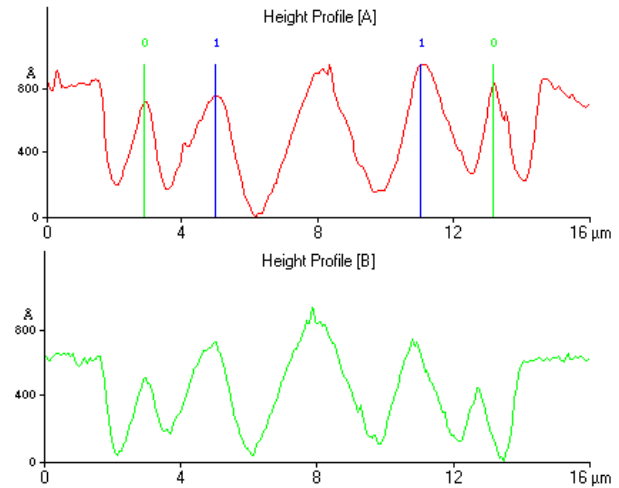


Abb. 6.12: AFM-Linienscans der UV-belichteten, abgeätzten Probe.

Ebene ist nur eine sehr geringe Asymmetrie festzustellen, wie sie etwa der unbelichteten Faser entspricht (grüne Kurve). In Bild 6.11 sind die tiefsten Bereiche gelb hervorgehoben. Es ist deutlich eine sichelförmige Asymmetrie zu erkennen. Ähnliche Beobachtungen einer bei AFM-Untersuchungen im Zusammenhang mit Fasern bzw. Faser-Bragg-Gittern gefundenen UV-induzierten Asymmetrie sind in der Literatur bereits erwähnt worden [103, 74]. Erwähnenswert ist auch die sich in den Pufferschichten (äußere Gräben in Abb. 6.12) abzeichnende Asymmetrie. Von einer deutlichen Lokalisierung der UV-induzierten Asymmetrie in den Pufferschichten wird in [102, 47] berichtet. Dort wurden ähnliche AFM-Untersuchungen an UV-induzierten Brechzahlgittern in Fasern durchgeführt.

Die vorliegenden Daten der Faser 85M lassen allerdings nur eine qualitative Analyse zu. Eine systematische Analyse der UV-induzierten Brechzahlerhöhung und eine Untersuchung der Asymmetrie in Abhängigkeit von der Belichtungszeit wurde nicht durchgeführt.

## Refracted-near-field-Messung

In Ergänzung zu den AFM-Messungen wurden RNF-Messungen an UV-belichteten Faserstücken der Faser 85M vorgenommen. Abbildung 6.13 zeigt das gemessene Kernprofil der UV-belichteten Faserprobe. Auch hier ist die Asymmetrie in der Brechzahlstruktur stärker ausgeprägt, als im RNF-Relief der unbelichteten Faserprobe (Abb 6.3 und 6.4). Die Pufferschichten

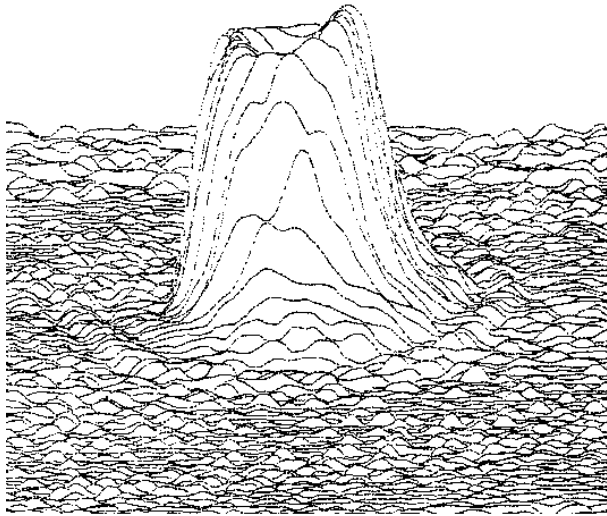


Abb. 6.13: RNF-Messung. Profilscan der UV-belichteten Faser 85M.

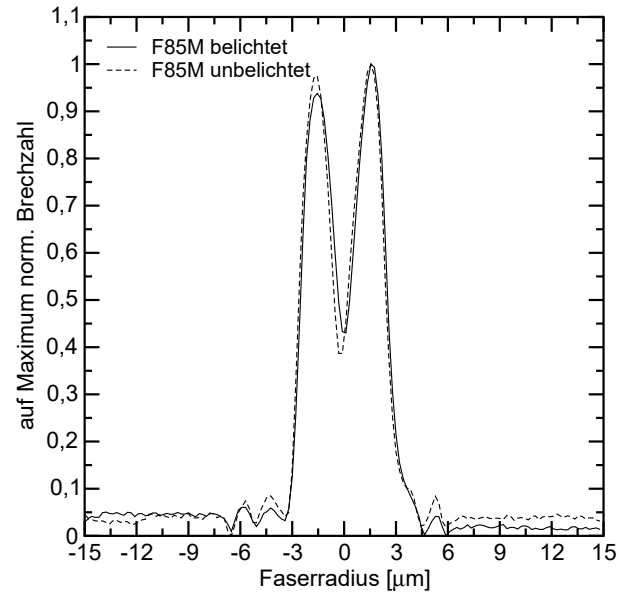


Abb. 6.14: Auf das jeweilige Maximum normierte RNF-Messungen des UV-belichteten und unbelichteten Faserkerns.

zeichnen sich auf der Seite der höheren Brechzahl teilweise nicht mehr deutlich ab, was auf eine ebenfalls in den Pufferschichten stattfindende asymmetrische Brechzahlveränderung durch den UV-Prozess schließen lässt. Deutlicher wird der Unterschied zwischen UV-belichteter und unbelichteter Brechzahlverteilung im Vergleich der Schnitte der auf den jeweils höchsten Werte normierten RNF-Messungen beider Proben in Bild 6.14. Die inhärente Asymmetrie der unbelichteten Faser hat sich durch die UV-Belichtung erkennbar verstärkt. Sie ist von  $A = 2,6\%$  auf  $A = 6,4\%$  angewachsen.

Sowohl in der RNF-Profilardarstellung, als auch im AFM-Oberflächenprofil lässt sich bei der UV-belichteten Probe über den Kernquerschnitt betrachtet eine sichelförmige Brechzahlasymmetrie ausmachen. Durch Markierung und Orientierung der Probe in den AFM- und RNF-Halterungen wurde die ursprüngliche Position der Faser beim Einschreiben festgehalten. Die Seite mit der stärksten Erhöhung entspricht der dem Einschreiblaser zugewandten Faserseite. Durch den seitlichen UV-Einschreibprozess wird somit auf der lasernahen Faserseite eine stärkere Brechzahlerhöhung induziert, als auf der laserabgewandten Seite. Diese durch den Herstellungsprozess der Fasergitter bedingte geometrische Asymmetrie kann durch eine  $180^\circ$ -

Rotation der Faser beim Einschreiben in 2 Durchläufen ausgeglichen werden [102].

### 6.3.3 Nachweis der Kernasymmetrie mit FBG

Um die inhärente und UV-induzierte Kernasymmetrie weiter zu belegen, wurden Messungen an Faser-Bragg-Gittern (FBG) durchgeführt. In der Literatur ist mehrfach von Asymmetrien in UV-induzierten Faser-Bragg-Gittern berichtet worden [84, 70, 9]. Der Nachweis erfolgte durch Verlustmessungen, AFM-Untersuchungen oder Streumessungen an den beschriebenen Zonen. Hier soll nun durch Transmissions- und Reflexionsmessung an einem FBG im 2-Modenbereich der Faser 85M ein qualitativer Nachweis einer UV-induzierten bzw. inhärenten Asymmetrie gegeben werden. Im 2-modigen Bereich der Faser ist zu der symmetrischen Fundamentalmode  $LP_{01}$  auch die asymmetrische  $LP_{11}$  ausbreitungsfähig. In einem Faser-Bragg-Gitter werden diese Moden mit ihren jeweiligen rücklaufenden Moden verkoppelt und erzeugen damit zwei Einbrüche im Transmissionsspektrum an denen die Resonanzbedingung  $\lambda_b = 2n_{eff}\Lambda_{FBG}$  erfüllt wird [38]. Hierbei bezeichnet  $n_{eff}$  den effektiven Ausbreitungsindex der jeweiligen Mode und  $\Lambda_{FBG}$  die Periode des Faser-Bragg-Gitters. An den Wellenlängen  $\lambda_b$  wird das Licht durch das Bragg-Gitter in die jeweilige rücklaufende Mode gekoppelt, d. h. im Faserkern geführtes Licht wird an diesen Wellenlängen reflektiert. In einem über den Kernquerschnitt homogen erzeugten FBG können nur gleichartige Moden miteinander koppeln. Symmetrische mit symmetrischen, asymmetrische mit asymmetrischen. Die Kreuzkopplung zwischen symmetrischer Grundmode  $LP_{01}$  und asymmetrischer 2. Mode  $LP_{11}$  findet nicht statt. Erst durch Symmetriebruch des FBG kann eine Kreuzkopplung erfolgen.

Die Messaufbauten für die spektrale Reflexions- und Transmissionsmessung sind in Abb. 6.15 und 6.16 skizziert. Bei der Reflexionsmessung wird Licht einer unpolarisierten Lichtquelle

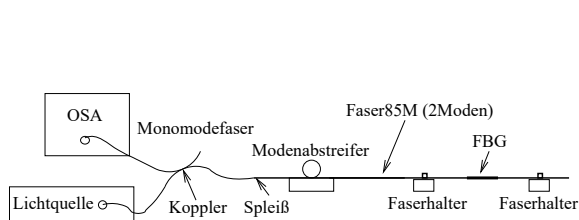


Abb. 6.15: Schematischer Messaufbau für spektrale Reflexionsmessungen an Faser-Bragg-Gittern.

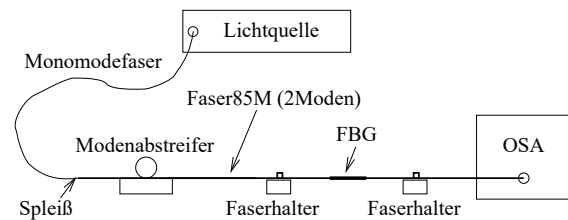


Abb. 6.16: Schematischer Messaufbau für spektrale Transmissionsmessungen an Faser-Bragg-Gittern.

durch einen Arm eines 50:50-Kopplers in die Testfaser (Faser85M) eingekoppelt. Der andere Arm des Kopplers ist mit einem optischen Spektrenanalysator (OSA) verbunden. Das Spektrum der Lichtquelle wird in einer Referenzmessung festgehalten, bei der das freie Ende der

Testfaser mit einem Geradbruch versehen wurde und dadurch etwa 4% reflektiert. Die Referenzmessung wird ohne FBG, also vor dem Einschreiben aufgenommen. Anschließend wird das freie Ende der Testfaser so gebrochen, dass kein Endreflex mehr zurück in die Kernmode stattfindet. Nun wird das Bragg-Gitter in die Testfaser eingeschrieben und das Spektrum erneut gemessen. Das resultierende Reflexionsspektrum errechnet sich aus der Differenz des Gitterspektrums zum Referenzspektrum in der logarithmischen dB-Skala. Dieses Spektrum ist in Abb. 6.17 für 2 Fälle gezeigt. Im 1. Fall waren in der Testfaser beide ausbreitungsfähigen Moden ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ), im 2. Fall nur die Grundmode angeregt.

Obwohl die Zuleitungsfaser monomodig ist, koppelt der Spleiß zwischen Zuleitungs- und Testfaser durch Fehlanpassung der Modenfelder Licht in beide Moden der Testfaser. Dieser Fall ist durch die rote Messkurve in Abb. 6.17 dargestellt. Dort ist die Kopplung der hinlaufenden in die rücklaufende Grundmode durch die höchste Reflexionsspitze bei der Koppelwellenlänge

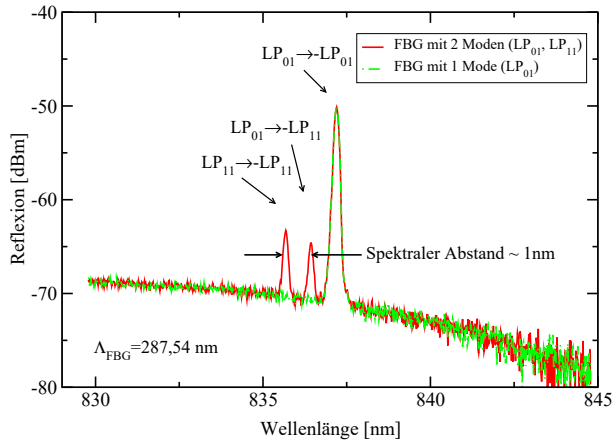


Abb. 6.17: Experimentelles FBG-Reflexionsspektrum bei 1 und 2 Modenanregung der Faser 85M.

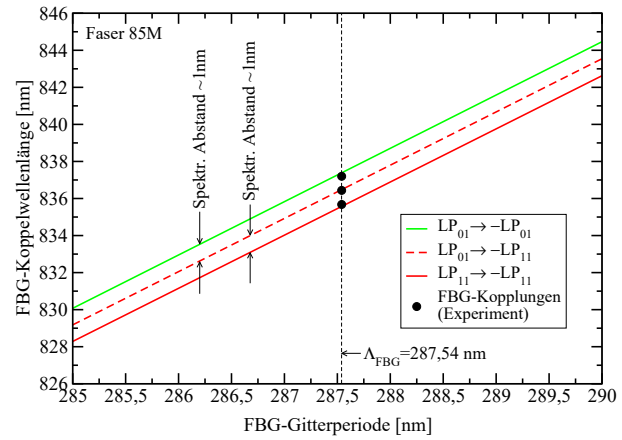


Abb. 6.18: FBG-Kopplungen im 2 Modenbereich der Faser 85M. Simulation und Experiment.

$\lambda_b \approx 837nm$  zu sehen. Die Reflexion bei  $\lambda_b \approx 835,5nm$  entspricht der Kopplung der  $LP_{11}$  in die rücklaufende  $LP_{11}$ -Mode. Wäre das FBG homogen im Kern der Testfaser erzeugt worden, so wären bis auf die beiden gerade erklärten keine weiteren Reflexionsspitzen im Spektrum zu beobachten. In einem homogenen Gitter koppelt die symmetrische Grundmode  $LP_{01}$  nicht mit der asymmetrischen  $LP_{11}$ -Mode. Im Spektrum der Abb.6.17 sind aber deutlich 3 Reflexionen im FBG zu sehen. Die mittlere Reflexionsspitze lässt sich durch eine im Gitter erfolgte Kopplung zwischen hinlaufender Grundmode und rücklaufender 2. Mode erklären. Am Spleiß koppelt Licht aus der rücklaufenden 2. Mode wieder teilweise in die Grundmode und erscheint so im Reflexionsspektrum. Auch wird durch den Spleiß Licht aus der hinlaufenden Grundmode in die 2. Mode gekoppelt, welches im FBG teilweise in die rücklaufende Grundmode zurückgekoppelt wird und somit ebenfalls im Reflexionsspektrum erscheint. Das Auftreten der Kreuzkopplung zwischen  $LP_{01}$  und  $LP_{11}$  impliziert eine Symmetriebrechung im Faser-Bragg-Gitter.

Dass es sich hierbei tatsächlich um die 2. Mode in der Testfaser handelt, zeigen theoretische Modellierungen der Faserkopplung im Bragg-Gitter (Abb. 6.18) und eine zweite Messung, bei der durch einen Modenabstreifer die 2. Mode nach dem Spleiß unterdrückt wird und dadurch die  $LP_{11}$ -Kopplungen im Spektrum verschwinden (grüne Messkurve in Abb. 6.17).

In der Transmissionsmessung nach Bild 6.16 wird im Kern einer Monomodefaser geführtes Licht über einen Spleiß in die zweimodige Testfaser eingekoppelt. Das Licht durchläuft die Testfaser mit dem Faser-Bragg-Gitter. Anschließend wird das Spektrum am Ende in einem OSA ausgewertet. Um den Einfluss der spektralen Verteilung der Lichtquelle und anderer Faktoren wie Spleißverluste auszuschalten, wird zuvor ein Referenzspektrum ohne Gitter aufgenommen. Das durch ein Bragg-Gitter gemessene Transmissionsspektrum (um die Referenz korrigiert) ist in Abbildung 6.19 als blaue Kurve gezeigt. Gleichzeitig wurde auch das Reflexionsspektrum

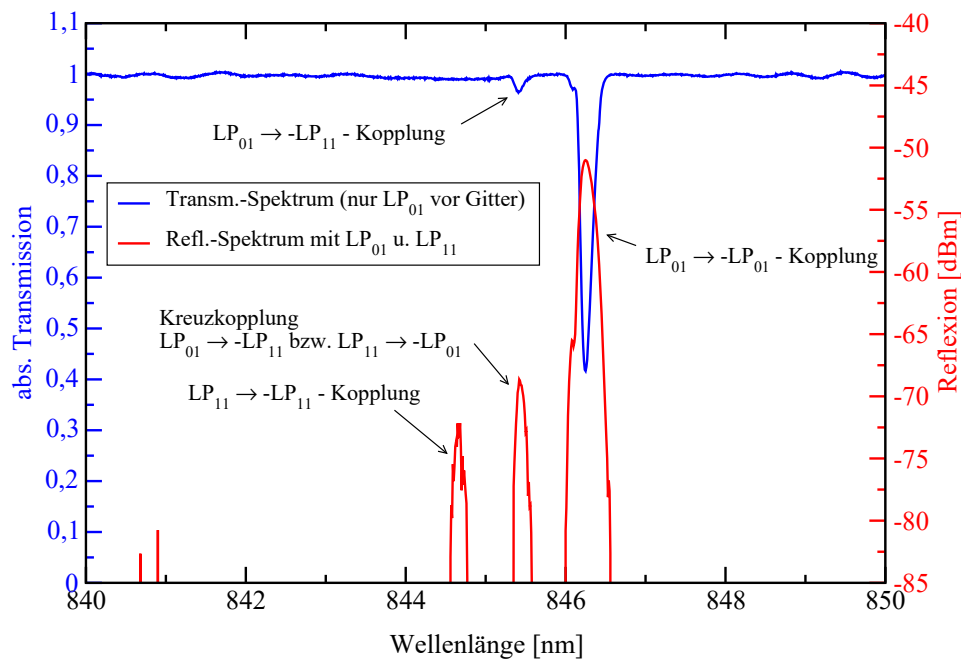


Abb. 6.19: FBG-Reflexions- und Transmissionsspektrum mit 2 Moden.

(rote Kurve) des selben Gitters zum Vergleich eingezeichnet. Bei der Transmissionsmessung war durch eine Modenabstreifer die Anregung der 2. Moden durch den Spleiß unterdrückt. Trotzdem erscheint an der spektralen Position für die Kreuzkopplung  $LP_{01} \rightarrow -LP_{11}$  (eingezeichnetes Reflexionsspektrum ohne Modenabstreifer) ein Verlust in Transmission. Dieser lässt sich nur durch eine Verkopplung der symmetrischen Fundamentalmode mit der rücklaufenden asymmetrischen 2. Kernmode erklären. Die Kopplung  $LP_{11} \rightarrow -LP_{11}$  tritt im Transmissionsspektrum nicht in Erscheinung, was für eine effiziente Unterdrückung der 2. Mode durch den Modenabstreifer und damit einer guten monomodigen Anregung vor dem Gitter spricht. Das Reflexionsspektrum in Abb. 6.19 wurde ohne Modenabstreifer aufgenommen, damit die spektrale Position aller drei Kopplungen sichtbar wird.

Eine Aufhebung der vierfachen Entartung der 2. Mode  $LP_{11}$  durch induzierte Anisotropie wie in [43] wurde nicht beobachtet. Auch eine starke Aufspaltung der  $LP_{11}$ -Mode wie sie in [51] bei schräggestelltem Gitter zu beobachten waren, trat nicht auf. Zudem waren die hergestellten Gitter schwach im Vergleich zu [51].

Die hier vorliegenden Messungen geben nur einen qualitativen Hinweis auf eine gitterinduzierte Asymmetrie beim seitlichen Einschreiben. Eine quantitative Analyse mit Modellrechnungen findet sich für den Fall der UV-induzierten Bragg-Gitter-Asymmetrie in [84] und [21].

### 6.3.4 Symmetrisierung der LPFG

Die UV-induzierte Asymmetrie im Gitter lässt sich durch Rotieren der Faser beim Einschreiben kompensieren [102, 49]. Dadurch sollten Kopplungen zwischen symmetrischer Kernmode und einer asymmetrischen Mantelmode ( $LP_{01} \rightarrow LP_{xm}; x, m > 0$ ) im Spektrum verschwinden.

Um dies zu überprüfen, wurden verschiedene Gitter gleicher Länge und Periode in Faserproben der Faser 85M eingeschrieben und vermessen. Bei einigen Gittern wurde die Faser während des Einschreibprozesses um einen definierten Winkel  $\Phi = 2\pi/2n; n \in \mathcal{N}$  gedreht, um eine Symmetrisierung bezüglich der Faserlängsachse zu erreichen. Für vergleichbare Ergebnisse, wurde

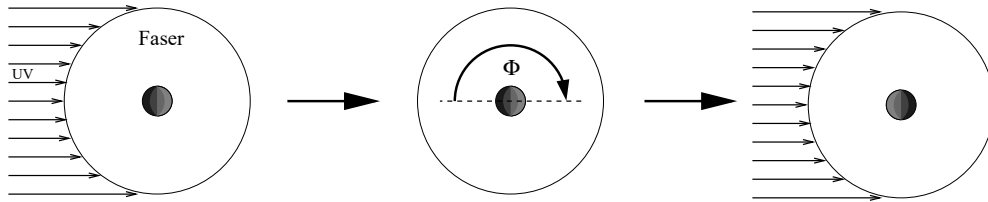


Abb. 6.20: Faserdrehung beim Einschreiben.

jedes Gitter mit der gleichen Gesamtdosis (gleiche Anzahl von Durchläufen bei konstanter Laserleistung) erzeugt. Zwischen den Durchläufen wurde die Faser jeweils um  $\Phi$  weitergedreht, bis nach  $n$ -Drehungen die Faser eine volle Umdrehung erreicht hatte. Die Drehvorrichtung war präzise genug, um eine Verschiebung der Faser in Richtung ihrer Längsachse beim Rotieren zu vermeiden. Zu jedem mit Drehungen eingeschriebenen Gitter, wurde auch ein Referenzgitter ohne Drehung aber sonst unter gleichen Bedingungen (gleiche Gesamtdosis und gleiche Anzahl der Durchläufe) hergestellt.

Ein Vergleich der Spektren der mit Drehung eingeschriebenen Gitter untereinander und mit den jeweiligen Referenzgittern zeigt eine Verringerung der asymmetrischen Kopplungen und eine Verstärkung der symmetrischen Kopplungen bei zunehmender Anzahl  $n$  der Drehungen (Homogenisierung), jedoch kein vollständiges Verschwinden. Abbildung 6.21 gibt ein Beispiel

mit nur einer Drehung um  $\Phi = \pi$ . Die symmetrischen Kopplungen (S) im Spektrum des langperiodischen Gitters mit Drehung sind stärker ausgeprägt als beim Referenzgitter, wohingegen die asymmetrischen Kopplungen (A) verringert sind. Die Zunahme bzw. Abnahme

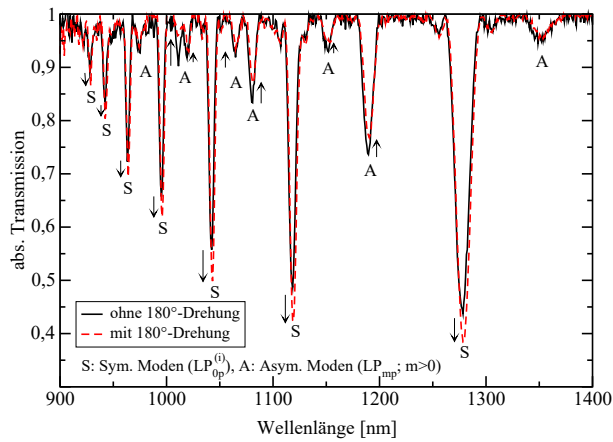


Abb. 6.21: Vergleich Gitterspektrum mit/ohne Faserdrehung um  $\pi$ .

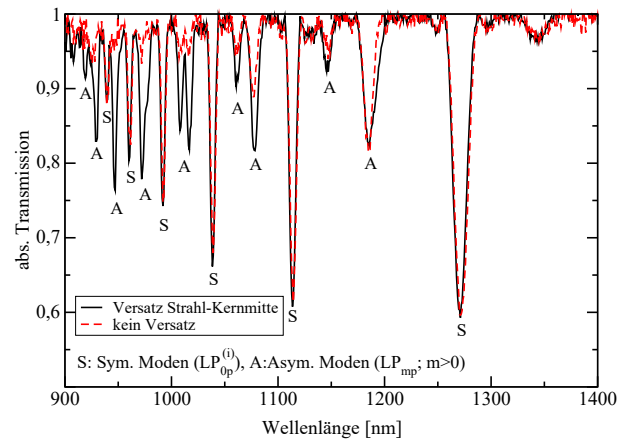


Abb. 6.22: Änderung Koppelverhältnis durch asymmetrisches Einschreiben.

der Resonanzen ist durch Pfeile verdeutlicht, deren Länge die Stärke der Änderungen angibt. Eine Zunahme der symmetrischen bei gleichzeitiger Abnahme der asymmetrischen Kopplung deckt sich gut mit den zu großen theoretischen Kopplungsstärken in Bild 6.2, die für ein homogenes Gitter ohne Asymmetrie berechnet wurden. Bei Reduzierung der Asymmetrie im LPFG nähern sich die theoretischen den experimentellen Werte weiter an. Ein vollständiges Verschwinden der asymmetrischen Kopplungen ließ sich auf diese Art jedoch nicht erreichen. Vielmehr lag der Effekt bei dieser Einschreibdosis in der Größenordnung von 10%, was auf eine weitere Asymmetrie im Kopplungsprozess schließen lässt, die nicht UV-induziert wird.

Die Kopplung asymmetrischer Moden kann durch bewusst asymmetrisches Einschreiben bezüglich der Fasermittte verändert werden und somit schwache Kopplungen (asymmetrische Anteile) gegenüber starken (symmetrischen Anteilen) im LPFG begünstigen. Ein Beispiel zeigt Abb. 6.22. Gitter-Periode und Länge waren hier in beiden gezeigten Spektren identisch. In einem Fall wurde jedoch der Laserstrahl gegenüber der Fasermittte leicht verschoben, damit die höchste Intensität des Schreibstrahls den Kern nicht mittig, sondern am Kernrand trifft. Hierdurch ist eine starke asymmetrische, UV-induzierte Brechzahlerhöhung im Kern zu erwarten. Dies zeigt sich deutlich durch den Vergleich eines Spektrums des stark asymmetrischen Falls (schwarze Kurve in 6.22) mit dem Spektrum eines homogenen Gitters (rote Kurve). Im stark asymmetrischen Fall sind die asymmetrischen Kopplungen (A) verstärkt. Die Dosis wurde bei beiden Gittern so gesteuert, dass die symmetrischen Kopplungen (S) gleich stark waren. Im Fall des Strahl-Kernmitte-Versatzes ist die im Kern wirksame Laserleistung geringer und dadurch die Koppelungsstärken der symmetrischen Kopplungen bei gleicher Bestrahlungszeit kleiner. Zur Kompensation musste die Dosis entsprechend erhöht werden.

### 6.3.5 Kern-Mantel-Asymmetrie

Die im vorangegangenen Abschnitt behandelte UV-induzierte Asymmetrie kann nicht alleine für das Auftreten von asymmetrischen Kopplung verantwortlich gemacht werden. Vielmehr haben Biegemessungen an den asymmetrischen Gittern eine starke Abhängigkeit der Spektren von der Biegerichtung gezeigt. Dies legt den Schluss nahe, dass zusätzlich zur UV-induzierten Kernasymmetrie auch eine schlechte Konzentrität des Faserkerns für das Auftreten der asymmetrischen Kopplungen verantwortlich ist. Wie in der Klassifizierung der Asymmetrie bereits erwähnt, wird bei nicht mehr zentrischem Kern die Kernmode kaum eine Änderung erfahren, da der Mantel für den Kern quasi unendlich ausgedehnt erscheint. Umgekehrt wird, qualitativ betrachtet, der Einfluss der Kernlage auf die Mantelmoden ebenfalls nur gering ausfallen, sofern der Kern klein im Vergleich zum Mantel ist. Hierbei sei jedoch nochmals daran erinnert, dass eine Vernachlässigung des Kerns für die Mantelmoden eine sehr schlechte Näherung darstellt [26], die zu beträchtlichen Anweichungen bezüglich der Felder der Mantelmoden und ihren Ausbreitungskoeffizienten führt. Der Einfluss der Kern-Mantel Konzentrität auf die Mantelmoden ist aufgrund der numerischen Komplexität bisher nirgends untersucht worden. Es ist qualitativ aber zu erwarten, dass sich bei kleiner Kern-Mantel-Exzentrität nur eine leichte Verschiebung der effektiven Mantelmoden-Brechzahlen ergibt und eine Aufhebung der Modenentartung stattfindet. Zudem werden sich die Modenfelder durch die Asymmetrie etwas verformen, wie es bei einer reinen Kernasymmetrie der Fall ist [84].

Ähnlich wie eine Kernasymmetrie bewirkt eine leichte Biegung der Faser eine Verlagerung des Feldes der Kernmode. Die Mode wird durch die Biegung „nach außen gedrückt“ [91, 20]. Dadurch ändert sich das Überlappintegral mit den Mantelmoden im Kern. Bei leichter Biegung der Faser verändern sich die effektiven Ausbreitungskoeffizienten und damit die spektrale Position nur um wenige  $nm$ , wie Biegemessungen an LPFG zeigen [77].

Zur Bestimmung des Einflusses der Biegung auf die LPFG-Spektren, wurde die Faser 85M in einem Biegeaufbau nach Abbildung 6.23 untersucht. Ein ähnlicher Aufbau wurde in [77]

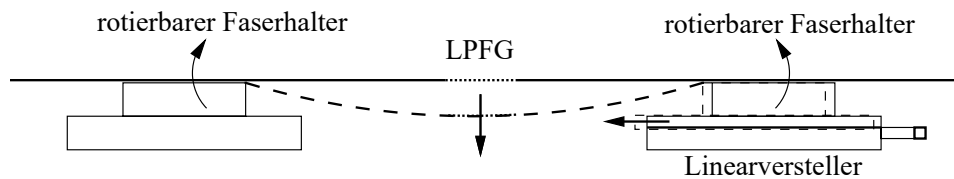


Abb. 6.23: Aufbau zur Biegemessung mit rotierbaren Faserhaltern.

zur Biegemessung verwendet. Das zu untersuchende langperiodische Gitter wurde zwischen zwei rotierbaren Faserhalterungen aufgespannt. Eine Halterung war auf einem Linearversteller mit Mikrometerskala montiert. Der Linearversteller wurde um eine definierte Position in



Richtung der gegenüberliegenden Faserhalterung verfahren. Durch das Eigengewicht der Faser biegt sich diese dabei nach unten durch. Um ein seitliches Verrutschen der gebogenen Faser zu vermeiden, wurde sie in vertikaler Richtung leicht geführt. Gleichzeitig wurde das Licht einer Weißlichtquelle an einem Ende der Faser eingekoppelt und am anderen mit einem optischen Spektrenanalysator ausgewertet. Die Ein- bzw. Auskopplung erfolgte jeweils durch angespleißte Faserpigtails. Zusätzlich konnte die Faser durch die rotierbaren Halterungen präzise um ihre Längsachse in Gradschritten gedreht werden. Dadurch war es möglich die Faser in alle Richtungen zu biegen, obwohl jedes Mal die Biegung nach unten zeigte.

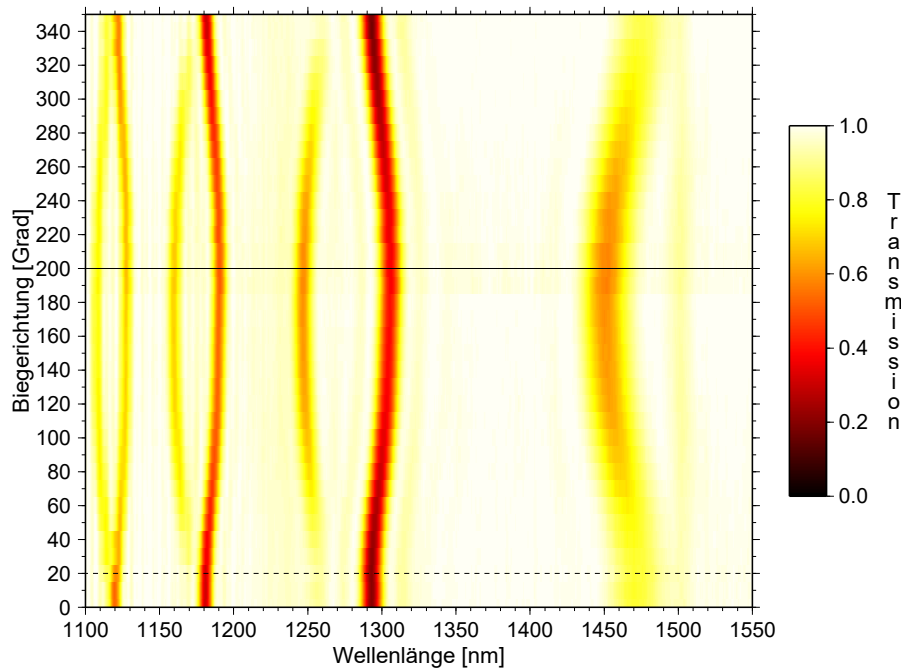


Abb. 6.24: Änderung der LPFG-Spektren der Faser 85M als Funktion der Biegerichtung bei schwacher Biegung.

Bei den Biegemessungen der Faser 85M mit LPFG fiel auf, dass die Änderungen in den Resonanzstärken unterschiedliche Tendenz hatten. Es gab Resonanzen deren Stärke mit leichter Biegung abnahmen, während andere zunahmen. Dieses gegenläufige Verhalten war auch in der Änderung der Resonanzposition zu beobachten. Abbildung 5.7 im Abschnitt über die Biegeeigenschaften der LPFG zeigt die Änderung in der Kopplungsstärke zweier ausgewählter Resonanzen mit gegenläufigem Verhalten. Die Veränderung der Resonanzposition dieser Resonanzen ist in Bild 5.6 gezeigt. Die vollständigen Änderung der LPFG-Spektren in Abhängigkeit von der Biegerichtung bei einer konstanten, schwachen Biegung (Biegeradius  $R = 1,33m$ ) ist in Abb.6.24 als Konturplot dargestellt. Hierzu wurde die Biegerichtung der Faser in  $10^\circ$ -Schritten variiert und das LPFG-Spektrum aufgenommen. Die einzelnen Resonanzen werden in dieser Darstellung durch dunkle Streifen sichtbar, wobei die stärkeren Resonanzen dunklere Werte annehmen. Die sich verändernde Resonanzposition jeder Resonanz bei sich ändernder Biege-

richtung wird durch die Krümmung der dunklen Streifen deutlich. Die gegenläufige Tendenz ist so besonders gut zu erkennen. Auch die gegenläufige Zu- bzw. Abnahme der Resonanzstärke ist zu sehen. Die stärkste Resonanz liegt bei  $\lambda \approx 1300\text{nm}$ . Diese wurde nach Modellrechnungen einer symmetrischen Kopplung zugeordnet. Die Resonanzposition läuft von  $\lambda_r = 1290\text{nm}$  bei  $0^\circ$ -Biegerichtung zu höheren Werten hin, bis sie bei etwa  $200^\circ$ -Biegerichtung etwa  $\lambda_r = 1300\text{nm}$  erreicht. Danach verschiebt sich diese Resonanz wieder zu niedrigeren Werten, bis sie bei einer Biegerichtung von  $360^\circ$  wieder ihren Ausgangswert erreicht. Die Resonanzstärke nimmt entsprechen erst ab, dann wieder zu. Die Resonanz bei  $\lambda_r \approx 1250\text{nm}$  hingegen verhält sich gerade umgekehrt. Ihre Resonanzstärke nimmt bis zu einer Biegerichtung von  $200^\circ$  zu und dann wieder ab. Die Resonanzwellenlänge verschiebt sich dabei zuerst zu niedrigeren Werten hin und erreicht dann wieder ihren Ausgangswert. Modellrechnungen zeigen, dass es sich hierbei um eine asymmetrische Kopplung handelt. In analoger Weise verhalten sich die Änderungen der anderen Resonanzen. Jede Resonanz, deren Resonanzposition bei  $200^\circ$ -Biegerichtung bei niedrigeren Wellenlängen liegt als bei einer  $0^\circ$ -Biegerichtung ist einer asymmetrischen Resonanzkopplung zuzuordnen. Entgegengesetzt verhält es sich mit den symmetrischen Resonanzen. Zwei Spektren in der Biegemessung zeichnen sich besonders aus. Dies sind die Spektren bei  $20^\circ$  und  $200^\circ$ -Biegerichtung, die in Bild 6.24 durch horizontale Linien markiert und gesondert in Abb. 6.25 dargestellt sind. Bei diesen waren die symmetrischen bzw. asymmetrischen

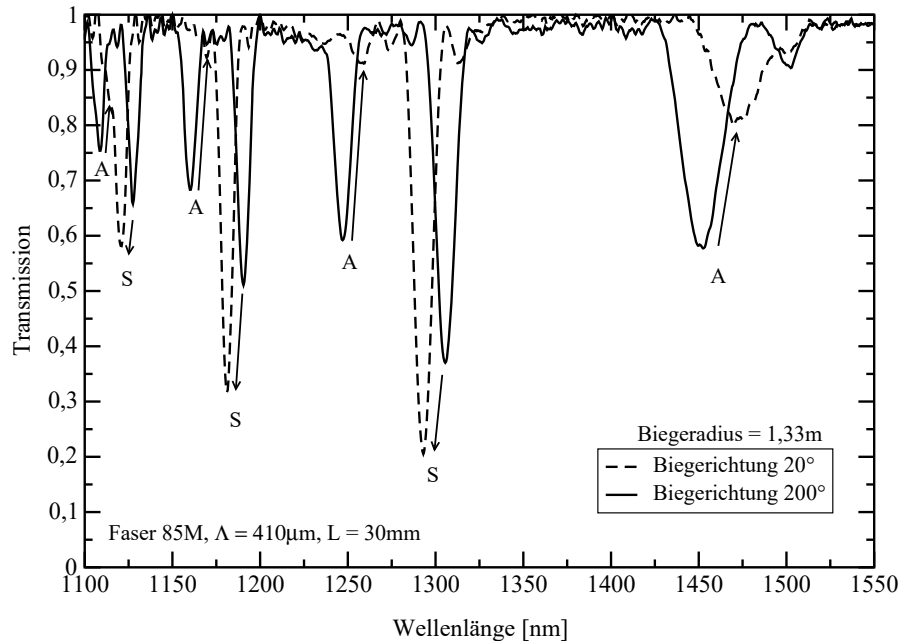


Abb. 6.25: Vergleich der LPFG-Spektren mit Biegerichtung  $20^\circ$  und  $200^\circ$ .

Kopplungen maximal. Bei  $20^\circ$  erreichen die Resonanzstärken der symmetrischen Kopplungen ihren maximalen Wert, während die asymmetrischen ihren minimalen Wert annehmen. Bei  $200^\circ$  ist es genau umgekehrt. Die symmetrischen Kopplungen wurden durch  $S$ , asymmetrische durch  $A$  markiert. Die Änderung der Resonanzstärken ist durch Pfeile gekennzeichnet. Die

Änderungen in den Resonanzen ist sehr stark und kann bei den asymmetrischen Resonanzen bis zu ihrem fast vollständigen Verschwinden führen (z.B. Resonanz bei  $1160nm$ ). Das lässt den Schluss zu, dass die hier beobachteten asymmetrischen Kopplungen bei der Faser 85M vorwiegend aus einer schlechten Konzentrität dieser Faser herrühren. Versuche mit anderen LPFG unterschiedlicher Gitterperiode, aber gleicher Faser, zeigten ein ähnliches Verhalten. Eine Abhängigkeit der Biegerichtung mit maximalen Resonanzstärken von der Einschreibrichtung war jedoch nicht zu beobachten. Die auftretenden starken Effekte bei der Faser 85M wurden somit nicht durch eine UV-induzierte Brechzahlasymmetrie hervorgerufen. Hier eröffnet sich ein interessantes Aufgabenfeld für weitere Untersuchungen.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Klärung der sich aus der Faser- und Gitterstruktur ergebenden grundlegenden optischen Eigenschaften UV-induzierter langperiodischer Fasergitter. Die für das spektrale Verhalten verantwortlichen Parameter mussten identifiziert und charakterisiert werden. Dazu wurden Faser- und Gittereinflüsse modelliert und zahlreiche Gitter mit zwei experimentellen Aufbauten zur Gittererzeugung realisiert. Eine gute Modellierung wurde aus der Kombination von skalarer Wellengleichung und experimentellen Brechzahlraten der Fasern erreicht. Nur eine genaue Modellierung der Fasermode erlaubt eine eindeutige Zuordnung der Kern-Mantelmodenkopplung zu experimentellen LPFG-Resonanzen im komplexen Transmissionspektrum. Sie ist zudem für den Einfluss der Dispersion auf die spektralen Resonanzverläufe sehr wichtig. Zum Aufspüren neuer Funktionsweisen der Gitter in Transmission und deren Optimierung im Hinblick auf die Anwendung der LPFG in der Sensorik und der Telekommunikation sind solche Modellrechnungen ein unverzichtbares Werkzeug geworden. Mit ihnen war es möglich, die auftretenden Doppelresonanzen zu klären, deren Anwendungspotenzial z. B. als in Echtzeit steuerbares Sensorelement [34] oder als hochempfindlicher Chemosensor [89] deutlich wird.

Bei den grundlegenden sensorischen Eigenschaften der LPFG wie Temperaturänderung, Brechzahländerungen und Dehnung bzw. Biegung waren Modellrechnungen sehr hilfreich. Die Prozessparameter für das Gittereinschreiben spielen hierbei eine bedeutende Rolle. Sie wurden, immer in Verbindung mit einer entsprechenden Modellrechnung, so weit optimiert, dass sehr starke und hochwertige Gitter eingeschrieben werden konnten. Die Realisierung eines In-Faser-Mach-Zehnder-Interferometers zeigt, dass auch komplexere Strukturen aus mehreren hintereinander geschalteten Gittern kein größeres Problem darstellen. Der Einbau von Phasensprüngen in die Gitter zur Steuerung eines komplexeren Transmissionsverhaltens ist durch die realisierte Punkt-zu-Punkt-Methode technologisch leicht zu bewältigen.

Die vorliegenden Ergebnisse bezüglich der Asymmetrieeinflüsse auf die Spektren der LPFG

sind insbesondere im Hinblick auf die Anwendung der LPFG als Biegesensoren [77, 75, 65] von großer Wichtigkeit. Auch bei der Anwendung des LPFG als Lastsensor [67] bzw. durch Biegung steuerbarem Filter [99] sind diese Erkenntnisse wertvoll. Der in der vorliegenden Arbeit beschriebene Einfluss der Asymmetrie im LPFG wurde auf der BGPP<sup>1</sup> 2001 präsentiert [104].

Nichtlineare optische Eigenschaften von LPFG wurden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Bisher gibt es zu diesem Gebiet aufgrund der Komplexität auch nur wenige Publikationen. Eine Publikation diskutiert theoretische und experimentelle Aspekte der nichtlinearen Pulsausbreitung in LPFG [59]. Eine andere, rein theoretische Arbeit, präsentiert ein verallgemeinertes mathematisches Gerüst für die gekoppelten Modengleichungen bei nichtlinearer Pulsausbreitung im LPFG. Über nichtlineares optisches Schalten in langperiodischen Fasergittern gibt es eine experimentelle [25] und eine theoretische Arbeit [80]. Eine theoretische Arbeit zur Dispersionskontrolle [94] lotet das Potenzial der LPFG zur Dispersionskompensation aus. Hier bieten sich noch zahlreiche weitere Untersuchungsmöglichkeiten an.

Der Trend in der Modellierung geht immer mehr zu komplexeren Gitterstrukturen bis hin zu überlagerten Gittern aus FBG und LPFG (superimposed structures). Auch wird in der Fasermodenberechnung versucht, Mehrstufenfasern mit hohen Brechzahlssprüngen durch den Einsatz vektorieller Modenlöser besser zu modellieren und damit Polarisierungseffekte zu erfassen. In der Berechnung der Modenkopplung werden zunehmend Verfahren benutzt, die die Lösung mehrerer gekoppelter Differentialgleichungen zulässt und somit mehr als nur zwei in Resonanz befindliche Moden modelliert. Damit können dann sehr komplexe Spektren erklärt werden, in denen sich mehrere Modenresonanzen überlagern.

Die LPFG machen derzeit eine vergleichbare Entwicklung wie seinerzeit die FBG durch. Durch die höhere Komplexität der Resonanzspektren von LPFG im Vergleich zu FBG, bietet sich ein hohes Maß an Einflussmöglichkeiten für ein spezielles Funktionsdesign. In jüngster Zeit wurden langperiodische Fasergitter auch zur Charakterisierung der Fasermoden in neuartigen photonischen Fasern (photonic crystal fibers) eingesetzt [24, 23], einem Gebiet auf dem sich eine sehr stürmische Entwicklung abzeichnet. Mit dem vertieften Verständnis der Eigenschaften der LPFG und der Beherrschung einer entsprechenden Herstellungstechnologie können zukünftig weitere neue Anwendungsmöglichkeiten erwartet werden. Entwicklungen bei FBG zeigen, dass die Zukunft noch viele, neue und überraschende Erkenntnisse über die neuartigen, fasernintegrierten optischen Elemente mit langen Perioden bereithält.

---

<sup>1</sup>Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides

# Literaturverzeichnis

- [1] R. M. Atkins. Measurement of the ultraviolet absorption spectrum of optical fibers. *Opt. Lett.*, 17(7):469–71, 1992.
- [2] F. Bakhti, J. Larrey, and P. Sansonetti. Annealing of long period gratings in standard hydrogen-loaded fiber. In *Bragg grating, photosensitivity, and poling in glass fibers and waveguides: fundamentals and applications. technical digest.*, pages 49–51. Opt. Soc. America, Washington, DC, 1997.
- [3] F. Bakhti, J. Larrey, P. Sansonetti, and B. Poumellec. Impact of hydrogen in-fiber and out-fiber diffusion on control wavelength of uv-written long period grating. In *Bragg grating, photosensitivity, and poling in glass fibers and waveguides: fundamentals and applications. technical digest.*, pages 55–7. Opt. Soc. America, Washington, DC, 1997.
- [4] M. V. Bazylenko, M. Gross, P. L. Chu, and D. Moss. Photosensitivity of Ge-doped silica deposited by hollow cathode PECVD. *Electron. Lett.*, 32(13):1198–9, 20 June 1996.
- [5] V. Bhatia. Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing. *Optics Express*, 4(11):457–66, 24 May 1999.
- [6] V. Bhatia, D.K. Campbell, D. Sherr, T.G. D’Alberto, N.A. Zabaronick, G.A. Ten Eyck, K.A. Murphy, and R.O. Claus. Temperature-insensitive and strain-insensitive long-period grating sensors for smart structures. *Optical Engineering*, 36(7), July 1997.
- [7] V. Bhatia and A.M. Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. *Optics Letters*, 21(9):692–4, 1 May 1996.
- [8] G. Brambilla, V. Pruneri, L. Reekie, and D. N. Payne. Enhanced photosensitivity in germanosilicate fibers exposed to CO<sub>2</sub> laser radiation. *Opt. Lett.*, 24(15):1023–5, 1999.
- [9] J. Canning, D. C. Psaila, M. G. Sceats, and M. Janos. Fibre grating characterisation using side-scatter techniques. In *Conference digest OFMC’97; 4th Optical Fibre Measurement Conference; 29 September-1 October 1997*, pages 6–9, 1997.
- [10] G.W. Chern and L.A. Wang. Transfer-matrix method based on perturbation expansion for periodic and quasi-periodic binary long-period gratings. *Journal of the Optical Society of America A (Optics, Image Science and Vision)*, 16(11):2675–89, November 1999.
- [11] D.D. Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, and S.C. Mettler. CO<sub>2</sub> laser-induced long-period fibre gratings: spectral characteristics, cladding modes and polarisation independence. *Electronics Letters*, 34(14):1416–7, 9 July 1998.
- [12] D.D. Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, and S.C. Mettler. Very-high-temperature stable CO<sub>2</sub>-laser-induced long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 35(9):740–2, 29 April 1999.
- [13] E. M. Dianov, V. I. Karpov, A. S. Kurkov, O. I. Medvedkov, A. M. Prokhorov, V. N. Protopopov, and S. A. Vasil’ev. Gain spectrum flattening of erbium-doped fiber amplifier using long-period fiber grating. In *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides: Fundamentals and Applications*, page SaB3, 1995.
- [14] E. M. Dianov, A. S. Kurkov, O. I. Medvedkov, and S. A. Vasiliev. Photoinduced long-period fiber grating as a promising sensor element. Submission to Eurosensors X, Belgium, September 1996.

- [15] E.M. Dianov, V.I. Karpov, M.V. Grekov, K.M. Golant, S.A. Vasiliev, O.I. Medvedkov, and R.R. Khrapko. Thermo-induced long-period fibre gratings. In *11th International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communications 23rd European Conference on Optical Communications IOOC-ECOC 97 (Conf. Publ. No.448)*, volume 2, pages 53–6. IEE, London, 1997.
- [16] E.M. Dianov, S.A. Vasiliev, O.I. Medvedkov, and A.A. Frolov. Dynamics of the refractive index induced in germanosilicate optical fibres by different types of uv irradiation. *Quantum Electronics*, 24(9):805–8, September 1997.
- [17] E.M. Dianov, S.A. Vasiliev, A.S. Kurkov, O.I. Medvedkov, and V.N. Protopopov. In-fiber mach-zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings. In *ECOC '96. 22nd European Conference on Optical Communication (IEEE Cat. No.96TH8217)*, volume 1, pages 65–8. Telenor, Kjeller, 1996.
- [18] L. Dong, J. Pinkstone, P. St. J. Russell, and D. N. Payne. Ultraviolet absorption in modified chemical vapor deposition preforms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(10):2106–11, 1994.
- [19] L. Dong, L. Reekie, J.L. Cruz, J.E. Caplen, and D.N. Payne. Cladding mode suppression in fibre bragg gratings using fibres with a depressed cladding. In *Ecoc '96. 22nd european conference on optical communication (ieee cat. no.96th8217)*, volume 1, pages 53–6. Telenor, Kjeller, 1996.
- [20] D. Donlagic and B. Culshaw. Propagation of the fundamental mode in curved graded index multimode fiber and its application in sensor systems. *Journal of Lightwave Technology*, 18(3):334–42, March 2000.
- [21] K. Dossou, S. LaRochelle, and M. Fontaine. Contribution of the transverse asymmetry of the index change to the birefringence of fiber bragg gratings: a numerical calculation. In *Proceedings of the ECOC'01*, volume 3, page We.P.6, 2001.
- [22] O. Duhem, J.-F. Henninot, M. Warenghem, and M. Douay. Demonstration of long-period-grating efficient couplings with an external medium of a refractive index higher than that of silica. *Applied Optics*, 37(31):7223–8, 1 Nov. 1998.
- [23] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, C. A. White, C. Kerbage, R. S. Windeler, and G. L. Burdge. Cladding-mode-resonances in air-silica microstructure optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 18(8):1084–98, August 2000.
- [24] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, S. Spälter, and T. A. Strasser. Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 24(21):1460–62, November 1999.
- [25] B.J. Eggleton, R.E. Slusher, I.B. Judkins, J.B. Stark, and A.M. Vengsarkar. All-optical switching in long-period fiber gratings. *Optics Letters*, 22(12):883–5, 15 June 1997.
- [26] T. Erdogan. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters. *Journal of the Optical Society of America A (Optics, Image Science and Vision)*, 14(8):1760–73, August 1997.
- [27] T. Erdogan. Fiber grating spectra. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1277–94, August 1997.
- [28] T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire, and D. Monroe. Decay of ultraviolet-induced fiber bragg gratings. *Journal of Applied Physics*, 76(1), 1 July 1994.
- [29] R.P. Espindola, R.S. Windeler, A.A. Abramov, B.J. Eggleton, T.A. Strasser, and D.J. DiGiovanni. External refractive index insensitive air-clad long period fibre grating. *Electronics Letters*, 35(4):327–8, 18 Feb. 1999.
- [30] R.W. Fallon, L. Zhang, L.A. Everall, J.A.R. Williams, and I. Bennion. All-fibre optical sensing system: Bragg grating sensor interrogated by a long-period grating. *Measurement Science & Technology*, 9(12):1969–73, December 1998.
- [31] P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathé, F. Cochet, and B. Leuenberger. Tension increase correlated to refractive-index change in fibers containing UV-written Bragg gratings. *Opt. Lett.*, 20(11):1346–8, 1995.
- [32] M. Fujimaki, Y. Ohki, J.L. Brebner, and S. Roorda. Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation. *Optics Letters*, 25(2):88–9, 15 Jan. 2000.
- [33] D. Gloge. Weakly guiding fibers. *Appl. Optics*, 10(10):2252–8, 1971.
- [34] V. Grubsky and J. Feinberg. Long-period fiber gratings with variable coupling for real-time sensing applications. *Optics Letters*, 25(4):203–5, 15 Feb. 2000.

- [35] V. Grubsky, A. Skorucak, D.S. Starodubov, and J. Feinberg. Fabrication of long-period fiber gratings with no harmonics. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(1):87–9, January 1999.
- [36] V. Grubsky, Starodubov D. S., and J. Feinberg. Photochemical reaction of hydrogen with germanosilicate glass initiated by 3.4–5.4 eV ultraviolet light. *Opt. Lett.*, 24(11):729–31, 1999.
- [37] X.J. Gu. Wavelength-division multiplexing isolation fiber filter and light source using cascaded long-period fiber gratings. *Optics Letters*, 23(7):509–10, 1 April 1998.
- [38] V. J. Hagemann. *Untersuchungen zum dynamischen Einzelpuls-Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern und deren Anwendung*. Dissertation, Universität Jena, 2001. ISBN 3-89825-283-3.
- [39] Y. G. Han, C. S. Kim, K. Oh, U. C. Paek, and Y. Chung. Performance enhancement of strain and temperature sensors using long period fiber grating. In *Ofs'93; 13th Intern. Conf. on Optical Fiber Sensors, Kyongjn, Korea.*, pages 58–61, April 1999.
- [40] M. Harumoto, M. Shigehara, M. Kakui, H. Kanamori, and M. Nishimura. A long-period grating module for l-band gain flattening filter. In *ECOC'99, 25th European Conf. on Opt. Communication*, pages I-294/5, September 1999.
- [41] Michiko Harumoto, Masakazu Shigehara, and Hiroshi Suganuma. A novel superimposed sampled long-period fiber gratings. In *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides OSA Technical Digest*, pages BThC16–1. Opt. Soc. America, Washington, DC, July 2001.
- [42] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 32(10):647–9, 1978.
- [43] K.O. Hill, B. Malo, K.A. Vineberg, F. Bilodeau, D.C. Johnson, and I. Skinner. Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings. *Electronics Letters*, 26(16), 2 Aug. 1990.
- [44] K.O. Hill and G. Meltz. Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8), August 1997.
- [45] S. T. Huntington, P. Mulvaney, A. Roberts, K. A. Nugent, and M. Bazylenko. Atomic force microscopy for the determination of refractive index profiles of optical fibers and waveguides: A quantitative study. *J. Appl. Phys.*, 82(6):2730–4, 15 September 1997.
- [46] In Kag Hwang, Seok Hyun Yun, and Byoung Yoon Kim. Long-period fiber gratings based on periodic microbends. *Optics Letters*, 24(18):1263–5, 15 Sept. 1999.
- [47] D. Inniss, Q. Zhong, A. M. Vengsarkar, W. A. Reed, S. G. Kosinski, and P. J. Lemaire. Atomic force microscopy study of uv-induced anisotropy in hydrogen-loaded germanosilicate fibers. *Appl. Phys. Lett.*, 65(12):1528–30, 19 September 1994.
- [48] IPHT. Reproduzierbare Fotoempfindlichkeit UV-sensitiver Fasern. Jahresbericht '98, Institut für Physikalische Hochtechnologie, 1998. Seite 35.
- [49] Y. Ishii, S. Okude, K. Nishide, and A. Wada. PDL Reduction of Long-Period Fiber Grating by Rotating Exposure Method. In *Proceedings of the ECOC'01*, page WE.A.3.8, 2001.
- [50] Joo-Nyung Jang, Kyung-Ho Kwack, Sang-Bae Lee, and Sang-Sam Choi. Dynamics of coupling peaks by H<sub>2</sub> diffusion in long-period grating filters. In *Bragg grating, photosensitivity, and poling in glass fibers and waveguides: fundamentals and applications. technical digest.*, pages 213–15. Opt. Soc. America, Washington, DC, 1997.
- [51] D. Johlen, P. Klose, H. Renner, and E. Brinkmeyer. Strong LP<sub>11</sub>-mode splitting in uv side-written tilted fiber gratings. In *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Applications and Fundamentals*, volume 17 of *OSA Technical Digest Series*, pages 219–21, October 1997.
- [52] J.B. Judkins, J.R. Pedrazzani, D.J. DiGiovanni, and A.M. Vengsarkar. Temperature-insensitive long-period fiber gratings. In *OFC '96. Optical Fiber Communication. Vol.2. 1996 Technical Digest Series. Postconference Edition (IEEE Cat. No. CH35901)*, pages 331–4. Opt. Soc. America, Washington, DC, 1996.
- [53] H. Ke, K.S. Chiang, and J.H. Peng. Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(11):1596–8, November 1998.



- [54] M. V. Klein and T.E. Furtak. *Optik*. Springer-Verlag, 1988.
- [55] H. Kogelnik. *Guided-wave optoelectronics*, volume 26 of *Springer series in electronics and photonics*, chapter Theory of optical waveguides, pages 7–88. Springer-Verlag, 1990.
- [56] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P.G. Kazansky, and K. Hirao. Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses. *Optics Letters*, 24(10):646–8, 15 May 1999.
- [57] Y. Koyamada. Numerical Analysis of Core-Mode to Radiation-Mode Coupling in Long-Period Fiber Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4):308–10, 2001.
- [58] A.S. Kurkov, M. Douay, O. Duhem, B. Leleu, J.F. Henninot, J.F. Bayon, and K. Rivoallan. Long-period fibre grating as a wavelength selective polarisation element. *Electronics Letters*, 33(7):616–7, 27 March 1997.
- [59] J.N. Kutz, B.J. Eggleton, J.B. Stark, and R.E. Slusher. Nonlinear pulse propagation in long-period fiber gratings: theory and experiment. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(5), October 1997.
- [60] Nguyen Hong Ky, H. G. Limberger, R. P. Salathe, and F. Cochet. Efficient broadband intracore grating  $LP_01$ - $LP_02$  mode converters for chromatic-dispersion compensation. *Optics Letters*, 23(6):445–7, March 1998.
- [61] B. Leconte, W.-X. Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon, E. Delavaque, and H. Poignant. Analysis of color-center-related contribution to bragg grating formation in Ge:SiO<sub>2</sub> fiber based on a local Kramers-Kronig transformation of excess loss spectra. *Appl. Opt.*, 36(24):5923–30, 1997.
- [62] Byeong Ha Lee, Yu Liu, Sang Bae Lee, Sang Sam Choi, and Joo Nyung Jang. Displacements of the resonant peaks of a long-period fiber grating induced by a change of ambient refractive index. *Optics Letters*, 22(23):1769–71, 1 Dec. 1997.
- [63] Byeong Ha Lee and J. Nishii. Notch filters based on cascaded multiple long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 34(19):1872–3, 17 Sept. 1998.
- [64] C.Y. Lin and L.A. Wang. Loss-tunable long period fibre grating made from etched corrugation structure. *Electronics Letters*, 35(21):1872–3, 14 Oct. 1999.
- [65] S.Y. Liu, H.Y. Tam, and M.S. Demokan. Low-cost microlens array for long-period grating fabrication. *Electronics Letters*, 35(1):79–80, 7 Jan. 1999.
- [66] Y. Liu, J.A.R. Williams, L. Zhang, and I. Bennion. Phase shifted and cascaded long-period fiber gratings. *Optics Communications*, 164(1-3):27–31, 1 June 1999.
- [67] Y. Liu, L. Zhang, and I. Bennion. Fibre optic load sensors with high transverse strain sensitivity based on long-period gratings in b/ge co-doped fibre. *Electronics Letters*, 35(8):661–3, 15 April 1999.
- [68] T.W. MacDougall, S. Pilevar, C.W. Haggans, and M.A. Jackson. Generalized expression for the growth of long period gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(10):1449–51, October 1998.
- [69] B. Malo, J. Albert, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and S. Thériault. Enhanced photosensitivity in lightly doped standard telecommunication fibre exposed to high fluence ArF excimer laser light. *Electron. Lett.*, 31(11):879–80, 1995.
- [70] B. Malo, D.C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, and K.O. Hill. Single-excimer-pulse writing of fiber gratings by use of a zero-order nulled phase mask: grating spectral response and visualization of index perturbations. *Optics Letters*, 18(15), 1 Aug. 1993.
- [71] J. Martin and F. Ouellette. Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings. *Electronics Letters*, 30(10):811–12, 12 May 1994.
- [72] G. Meltz, W.W. Morey, and W.H. Glenn. Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics Letters*, 14(15), 1 Aug. 1989.
- [73] T. A. Nguty and R. J. Potton. Photochemical changes in hydrogen-loaded optical fibres with application to Bragg grating formation. *Meas. Sci. Technol.*, 8:1055–8, 1997.

- [74] Francois Ouellette, Daniel Gagnon, and Michel Poirier. Permanent photoinduced birefringence in a Ge-doped fiber. *Appl. Phys. Lett.*, 58(17):1813–5, 29 April 1991.
- [75] Heather J. Patrick and Sandeep T. Vohra. Directional shape sensing using bend sensitivity of long period fiber gratings. In *Ofs'13; 13th Intern. Conf. on Optical Fiber Sensors, Kyongjn, Korea.*, pages 561–4, April 1999.
- [76] H.J. Patrick, C.G. Askins, R.W. McElhanon, and E.J. Friebele. Amplitude mask patterned on an excimer laser mirror for high intensity writing of long period fibre gratings. *Electronics Letters*, 33(13):1167–8, 19 June 1997.
- [77] H.J. Patrick, C. Chang, and S.T. Vohra. Long period fibre gratings for structural bend sensing. *Electronics Letters*, 34(18):1773–5, 3 Sept. 1998.
- [78] H.J. Patrick, A.D. Kersey, and F. Bucholtz. Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction. *Journal of Lightwave Technology*, 16(9):1606–12, September 1998.
- [79] H.J. Patrick, G.M. Williams, A.D. Kersey, J.R. Pedrazzani, and A.M. Vengsarkar. Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(9):1223–5, September 1996.
- [80] V. E. Perlin and H. G. Winful. Nonlinear pulse switching using long-period fiber gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 18(3):329–33, March 2000.
- [81] Thomas Pertsch. Numerische Modellierung von M-Profil-Lasern. Master's thesis, Technische Universität Dresden; Fakultät Elektrotechnik, July 1996.
- [82] B. Poumellec, P. Niay, M. Douay, and J. F. Bayon. The UV-induced refractive index grating in Ge:SiO<sub>2</sub> preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29:1842–56, 1996.
- [83] J.R. Qian and H.F. Chen. Gain flattening fibre filters using phase-shifted long period fibre gratings. *Electronics Letters*, 34(11):1132–3, 28 May 1998.
- [84] H. Renner, D. Johlen, and E. Brinkmeyer. Modal field deformation and transition losses in UV side-written optical fibers. *Applied Optics*, 39(6):933–40, 20 February 2000.
- [85] J.A. Rogers, R.J. Jackman, G.M. Whitesides, J.L. Wagener, and A.M. Vengsarkar. Using microcontact printing to generate amplitude photomasks on the surfaces of optical fibers: a method for producing in-fiber gratings. *Applied Physics Letters*, 70(1):7–9, 6 Jan. 1997.
- [86] P. St. J. Russell, L. J. Poyntz-Wright, and D. P. Hand. Frequency Doubling, Absorption and Grating Formation in Glass Fibres: Effective Defects or Defective Effects? In SPIE, editor, *SPIE Fiber Laser Sources and Amplifiers II*, volume 1373, pages 126–38, 1990.
- [87] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [88] K. Shima, K. Himeno, T. Sakai, S. Okude, A. Wada, and R. Yamauchi. A novel temperature-insensitive long-period fiber grating using a boron-codoped-germanosilicate-core fiber. In *Conference on Optical Fiber Communications. Technical Digest. Postconference Edition. 1997 OSA Technical Digest Series. Vol.6 (IEEE Cat. No.97CH36049)*, pages 347–8. Opt. Soc. America, Washington, DC, 1997.
- [89] Xuewen Shu and Dexiu Huang. Highly sensitive chemical sensor based on the measurement of the separation of dual resonant peaks in a 100-  $\mu$ m-period fiber grating. *Optics Communications*, 171(1-3):65–9, 15 Nov. 1999.
- [90] Xuewen Shu, Lin Zhang, and Ian Bennion. Sensitivity characteristics near the dispersion turning points of long-period fiber gratings in B/Ge codoped fiber. *Optics Letters*, 26(22):1755–7, 15 November 2001.
- [91] Allan W. Snyder and John D. Love. *Optical Waveguide Theory*. Chapman & Hall, second edition, 1983.
- [92] D.S. Starodubov, V. Grubsky, and J. Feinberg. All-fiber bandpass filter with adjustable transmission using cladding-mode coupling. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(11):1590–2, November 1998.
- [93] D.B. Stegall and T. Erdogan. Leaky cladding mode propagation in long-period fiber grating devices. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(3):343–5, March 1999.

- [94] D.B. Stegall and T. Erdogan. Dispersion control with use of long-period fiber gratings. *Journal of the Optical Society of America A (Optics, Image Science and Vision)*, 17(2):304–12, February 2000.
- [95] C.D. Su and L.A. Wang. Multiwavelength fibre source by using long period fibre gratings in superfluorescent fibre source. *Electronics Letters*, 35(11):927–9, 27 May 1999.
- [96] V. B. Sulimov, V. O. Sokolov, E.M. Dianov, and B. Poumellec. Photoinduced structural transformations in silica glass: The role of oxygen vacancies in the mechanism of formation of refractive-index gratings by UV irradiation of optical fibres. *Quantum Electron.*, 26(11):988–93, 1996.
- [97] L. Tallone, L. Toschis, L. Cognolato, E. Emelli, E. Riccardi, and O. Rossotto. Narrow-band rejection filters through fabrication of in-series long-period gratings. In *Conference on Optical Fiber Communications. Technical Digest. Postconference Edition. 1997 OSA Technical Digest Series. Vol.6 (IEEE Cat. No.97CH36049)*, page 175. Opt. Soc. America, Washington, DC, 1997.
- [98] Charles Tsao. *Optical Fibre Waveguide Analysis*. Oxford University Press, 1992.
- [99] G. D. VanWiggeren, T. K. Gaylord, D. D. Davis, M. I. Braiwish, E. N. Glytsis, and E. Anemogiannis. Tuning, attenuating, and switching by controlled flexure of long-period fiber gratings. *Optics Letters*, 26(2):61–3, 15 January 2001.
- [100] A.M. Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J.E. Sipe. Long-period fiber gratings as band-rejection filters. *Journal of Lightwave Technology*, 14(1):58–65, January 1996.
- [101] A.M. Vengsarkar, J.R. Pedrazzani, J.B. Judkins, P.J. Lemaire, N.S. Bergano, and C.R. Davidson. Long-period fiber-grating-based gain equalizers. *Optics Letters*, 21(5):336–8, 1 March 1996.
- [102] A.M. Vengsarkar, Qian Zhong, D. Inniss, W.A. Reed, P.J. Lemaire, and S.G. Kosinski. Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method. *Optics Letters*, 19(16), 15 Aug. 1994.
- [103] Ashish M. Vengsarkar, Qian Zhong, Daryl Inniss, W. A. Reed, Paul J. Lemaire, and S. G. Kosinski. Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method. *Optics Letters*, 19(16):1260–2, 15 August 1994.
- [104] C. Véron. Asymmetric effects in uv-induced long-period fiber gratings. In *Bragg gratings, photosensitivity, and poling in glass waveguides*, OSA Technical Digest, page BThC17. Optical Society of America, July 2001.
- [105] D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage, R. Kashyap, and R. Campbell. Enhanced UV-photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres. *Electron. Lett.*, 29(1):45–7, 1993.
- [106] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage, and B. J. Ainslie. Direct observation of UV induced bleaching of 240nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibres. *Electr. Lett.*, 28(4):369–71, 1992.
- [107] P.F. Wysocki, J.B. Judkins, R.P. Espindola, M. Andrejco, and A.M. Vengsarkar. Broad-band erbium-doped fiber amplifier flattened beyond 40 nm using long-period grating filter. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(10):1343–5, October 1997.
- [108] S. Yamasaki, M. Akiyama, K. Nishide, A. Wada, and R. Yamauchi. Characteristics of long period fiber grating utilizing periodic stress relaxation under high temperature environment. In *Ofs'13; 13th Intern. Conf. on Optical Fiber Sensors, Kyongjn, Korea.*, pages 385–8, April 1999.
- [109] A. Yariv. Coupled mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quantum. Electron.*, QE-9:919–33, 1973.

# Anhang A

## Herleitung der skalaren Wellengleichung

Die Lichtausbreitung in Wellenleitern, insbesondere Glasfasern, wird in der Literatur ausführlich behandelt (z.B.[91]). Jedoch unterscheiden sich die Formulierungen und Notationen häufig. Um die in dieser Arbeit in der Modellierung vorkommenden Formeln nachvollziehbar zu machen, sind im Folgenden die Grundlagen, die verwendeten Näherungen und Annahmen, sowie die wichtigsten Zwischenergebnisse mit einer einheitlichen Notation zusammengestellt.

### A.1 Zeitunabhängige Maxwellgleichungen

Ausgangspunkt für die Beschreibung der Lichtausbreitung in Glasfasern sind die zeitunabhängigen Maxwellgleichungen, bei denen eine implizite Zeitabhängigkeit  $\exp(-i\omega t)$  der Vektorfelder  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$ , der Stromdichte  $\mathbf{J}$  und der Raumladungsdichte  $\sigma$  angenommen wird. Der Zusammenhang zwischen der Brechzahl  $n(x, y, z)$  und der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon$  ist gegeben durch  $\epsilon = n^2 \epsilon_0$ , mit  $\epsilon_0$  der Dielektrizitätskonstanten des Vakuums. Im Weiteren werden die hier modellierten Glasfasern als nichtmagnetisch ( $\mu = \mu_0$ ) angenommen, so dass die Maxwell-Gleichungen folgende Form annehmen:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= i(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} k \mathbf{H}, & \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} - i(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} k n^2 \mathbf{E}, \\ \nabla \cdot (n^2 \mathbf{E}) &= \sigma/\epsilon_0, & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0; \end{aligned} \tag{A.1}$$

Der Zusammenhang zwischen der Vakuumwellenzahl  $k$  und der Vakuumwellenlänge  $\lambda$  ist gegeben durch  $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ , mit  $\omega$  der Kreisfrequenz und  $c$  der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

## A.2 Separation der Wellenfelder

Bei der Modellierung der Wellenleitereigenschaften (Modenindizes, Modenfelder) wird der Wellenleiter als z-invariant und rotationssymmetrisch vorausgesetzt, wobei die z-Achse in Längsrichtung der Faser liegen soll. In Zylinderkoordinaten wird die Brechzahlverteilung zu  $n = n(r)$ . Eine solche z-invariante Wellenleiterstruktur erlaubt die Separation der Wellenfelder

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}(r, \phi) \exp(i\beta z), \quad \mathbf{H} = \mathbf{h}(r, \phi) \exp(i\beta z), \quad (\text{A.2})$$

mit der Ausbreitungskonstanten  $\beta$ . Es ist üblich die Wellenfelder weiter in longitudinale ( $e_z, h_z$ ) und transversale ( $\mathbf{e}_t, \mathbf{h}_t$ ) Feldanteile zu zerlegen nach

$$\mathbf{e}(r, \phi) = \mathbf{e}_t(r, \phi) + e_z(r, \phi)\hat{\mathbf{z}}, \quad \mathbf{h}(r, \phi) = \mathbf{h}_t(r, \phi) + h_z(r, \phi)\hat{\mathbf{z}} \quad (\text{A.3})$$

wobei  $\hat{\mathbf{z}}$  der in z-Richtung (also parallel zur Wellenleiterachse) zeigende Einheitsvektor ist. Werden die Wellenleiter als quellenfrei ( $\mathbf{J} = 0, \sigma = 0$ ) angenommen, können die magnetischen in Abhängigkeit der elektrischen Feldkomponenten oder umgekehrt formuliert werden [91]:

$$\mathbf{e}_t = -\left(\frac{\mu_o}{\epsilon_o}\right)^{1/2} \frac{1}{kn^2} \hat{\mathbf{z}} \times \{\beta \mathbf{h}_t + i \nabla_t h_z\}, \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{h}_t = \left(\frac{\epsilon_o}{\mu_o}\right)^{1/2} \frac{1}{k} \hat{\mathbf{z}} \times \{\beta \mathbf{e}_t + i \nabla_t e_z\}, \quad (\text{A.5})$$

$$e_z = i \left(\frac{\mu_o}{\epsilon_o}\right)^{1/2} \frac{1}{kn^2} \hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla_t \times \mathbf{h}_t = \frac{i}{\beta} \{\nabla_t \cdot \mathbf{e}_t + (\mathbf{e}_t \cdot \nabla_t) \ln n^2\}, \quad (\text{A.6})$$

$$h_z = -i \left(\frac{\epsilon_o}{\mu_o}\right)^{1/2} \frac{1}{k} \hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla_t \times \mathbf{e}_t = \frac{i}{\beta} \nabla_t \cdot \mathbf{h}_t. \quad (\text{A.7})$$

Diese Formulierung erleichtert später die Berechnung der Feldkomponenten.

## A.3 Feldkonvention in nichtabsorbierenden Medien

Bei nichtabsorbierenden Wellenleitern, in denen somit  $n(r)$  reell ist, können ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Felder  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{h}$  der Feldgleichungen (A.4-A.7) so gewählt werden, dass die transversalen Komponenten rein reell und die longitudinalen Komponenten rein imaginär sind:

$$\mathbf{e}_t, \mathbf{h}_t \text{ reell}, \quad e_z, h_z \text{ imaginär}. \quad (\text{A.8})$$

Die Qualität von Glasfasern im Kommunikationssektor ist heutzutage so gut, dass die Dämpfung eine unbedeutende Rolle spielt und die Absorption in der Berechnung geführter Moden vernachlässigt werden kann.

## A.4 Feldrelation zwischen hin- und rücklaufenden Moden

Nimmt man die Zeitabsplattung in (A.1) mit  $\exp(-i\omega t)$  vor, so ist für die vorwärtslaufenden Moden mit den Modenfeldern  $\mathbf{e}^+, \mathbf{h}^+$  der Modenausbreitungskoeffizient  $\beta$  als positiv festgelegt. Bei der Transformation  $\beta \rightarrow -\beta$  für rückwärtslaufende Moden, können die zugehörigen Modenfelder  $\mathbf{e}^-$  wie folgt mit den vorwärtslaufenden Feldern verknüpft werden:

$$\mathbf{e}^- = \mathbf{e}_t^+ - e_z^+ \hat{\mathbf{z}}, \quad \mathbf{h}^- = -\mathbf{h}_t^+ + h_z^+ \hat{\mathbf{z}}; \quad (\text{A.9})$$

Aus (A.8) und (A.9) folgt unmittelbar

$$\mathbf{e}^- = (\mathbf{e}^+)^*, \quad \mathbf{h}^- = (-\mathbf{h}^+)^*, \quad (\text{A.10})$$

wobei  $*$  das konjugiert Komplexe bedeutet.

## A.5 homogene Vektorwellengleichung

Die Anwendung des Rotationsoperators  $\nabla \times$  auf die Maxwellgleichungen in (A.1), die Einschränkung auf quellenfreie Felder und die Ausnutzung der Vektoridentität  $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b} \cdot (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c} \cdot (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$  ergeben:

$$(\nabla^2 + k^2 n^2) \mathbf{E} = -\nabla(\mathbf{E}_t \cdot \nabla_t \ln n^2), \quad (\text{A.11})$$

$$(\nabla^2 + k^2 n^2) \mathbf{H} = (\nabla \times \mathbf{H}) \times \nabla_t \ln n^2. \quad (\text{A.12})$$

Durch die Separation der Felder in longitudinale und transversale Feldkomponenten nach (A.3) erhält man wie in [91] die homogenen Vektorwellengleichungen:

$$(\nabla_t^2 - \beta^2 + k^2 n^2) \mathbf{e}_t = -\nabla_t(\mathbf{e}_t \cdot \nabla_t \ln n^2), \quad (\text{A.13})$$

$$(\nabla_t^2 - \beta^2 + k^2 n^2) e_z = -i\beta \mathbf{e}_t \cdot \nabla_t \ln n^2, \quad (\text{A.14})$$

$$(\nabla_t^2 - \beta^2 + k^2 n^2) \mathbf{h}_t = (\nabla_t \times \mathbf{h}_t) \times \nabla_t \ln n^2, \quad (\text{A.15})$$

$$(\nabla_t^2 - \beta^2 + k^2 n^2) h_z = (\nabla_t h_z - i\beta \mathbf{h}_t) \cdot \nabla_t \ln n^2. \quad (\text{A.16})$$

Für die Modenberechnung reicht es i. A. aus, eine der Gleichungen für das transversale Feld ((A.13) oder (A.15)) bei gegebener Brechzahlverteilung  $n$  des Wellenleiters zu lösen. Die fehlenden Feldkomponenten lassen sich dann aus (A.4) bis (A.7) berechnen.

## A.6 Skalare Wellengleichung für schwach führende Wellenleiter

Der überwiegende Teil der heutzutage eingesetzten Glasfasern ist vom Typ der schwach führenden Wellenleiter, das heißt, der Brechzahlunterschied zwischen Kern- und Mantelbereich liegt in der Größenordnung um  $10^{-2}$ . Somit kann der Term mit  $\nabla_t \ln n^2$  auf der rechten Seite in (A.13) bzw. (A.15) vernachlässigt werden [91]. Ist zudem die Faser rotationssymmetrisch, so sind die Moden entartet und nahezu linear polarisiert (*LP*-Moden). Dies erlaubt eine Abspaltung des Polarisationsvektors und eine Beschreibung des Feldes durch eine skalare Größe  $\psi$  als Lösung der skalaren Wellengleichung [91]:

$$(\nabla_t^2 - \beta_s^2 + k^2 n^2)\psi = 0. \quad (\text{A.17})$$

Die skalare Modenausbreitungskonstante  $\beta_s$  in Gl. (A.17) unterscheidet sich von der exakten Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  in Gl.(A.13)-(A.16). Sind bei Rechnungen Polarisationseffekte wichtig, muss auf Korrekturen der skalaren Ausbreitungskoeffizienten wie in [91] zurückgegriffen werden.

# Anhang B

## Theorie gekoppelter Moden

Viele in der Wellenleiterphysik vorkommende Phänomene können als resonante Modenkopplungsprozesse behandelt werden [55]. Dabei wird eine durch eine Störung hervorgerufene Polarisation  $\mathbf{P}_{st}$  als Quelle für die Anregung verschiedener Wellenleitermoden angesehen.

### B.1 Allgemeine Koppelgleichung für gestörte Wellenleiter

Allgemein lauten die Maxwellgleichungen im Frequenzraum bei Vorhandensein einer Störpolarisation  $\mathbf{P}_{st}$ :

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{B.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega(\epsilon_0\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{P}_{st}) \quad (\text{B.2})$$

Ausgangspunkt sind zwei elektrische Felder  $\mathbf{E}_1$  und  $\mathbf{E}_2$ , wovon  $\mathbf{E}_1$  das Feld des ungestörten Wellenleiters (ohne LPFG) und  $\mathbf{E}_2$  das gesuchte Feld des gestörten Wellenleiters sein soll. Für Feld 1 gilt:

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = i\omega\mu_0\mathbf{H}_1 \quad (\text{B.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_1 = -i\omega\epsilon_0\epsilon\mathbf{E}_1 \quad (\text{B.4})$$

und für Feld 2

$$\nabla \times \mathbf{E}_2 = i\omega\mu\mathbf{H}_2 \quad (\text{B.5})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_2 = -i\omega(\epsilon_0\epsilon\mathbf{E}_2 + \mathbf{P}_{st}) \quad (\text{B.6})$$

Durch Multiplikation von Gl.(B.5) mit  $\mathbf{H}_1^*$  und der zu Gl.(B.4) komplex konjugierten Gleichung (B.4)\* mit  $\mathbf{E}_2$  bei anschließender Subtraktion, erhält man unter Ausnutzung der Vektoriden-



tität  $\nabla(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b}(\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a}(\nabla \times \mathbf{b})$ :

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^*) = i\omega(\mu_0 \mathbf{H}_2 \mathbf{H}_1^* - \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_1^*) \quad (\text{B.7})$$

Analog wird Gl. (B.6) mit  $\mathbf{E}_1^*$ , Gl. (B.3)\* mit  $\mathbf{H}_2$  multipliziert, beide subtrahiert und man erhält:

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2) = -i\omega(\mu_0 \mathbf{H}_1^* \mathbf{H}_2 - \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_1^* - \mathbf{P}_{st} \mathbf{E}_1^*) \quad (\text{B.8})$$

Addieren der beiden Gleichungen (B.8) und (B.7) ergibt

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2) = i\omega \mathbf{E}_1^* \mathbf{P}_{st}. \quad (\text{B.9})$$

Aufspaltung dieser Gleichung in transversale (t) und longitudinale (z) Anteile und Integration über die gesamte Querschnittsfläche des Wellenleiters (z=const.) ergibt

$$\begin{aligned} \iint_{-\infty}^{+\infty} \nabla_t \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2)_t dx dy + \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2)_z dx dy = \\ i\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_1^* \mathbf{P}_{st} dx dy. \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Das erste Integral kann mit Hilfe des Gauß'schen Satzes in ein Linienintegral über die geschlossene Kurve  $c$  überführt werden und verschwindet im Unendlichen, sofern mindestens eines der beiden Felder 1 oder 2 eine geführte Mode ist [55].

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \nabla_t \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2)_t dx dy = \oint_c (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2)_t \mathbf{n}_t ds = 0$$

Daraus folgt die für beliebige Wellenleitergeometrien gültige Gleichung:

$$\boxed{\iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2)_z dx dy = i\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_1^* \mathbf{P}_{st} dx dy} \quad (\text{B.11})$$

## B.2 Allgemeine Bewegungsgleichung der langsam veränderlichen Amplituden

Feld 1 wird nun als eine in positive z-Richtung laufende Wellenleitermode angesetzt

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_\mu e^{i\beta_\mu z} = (\mathbf{E}_{t\mu} + E_z \hat{\mathbf{z}}) e^{i\beta_\mu z}, \quad \mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_\mu e^{i\beta_\mu z} = (\mathbf{H}_{t\mu} + H_z \hat{\mathbf{z}}) e^{i\beta_\mu z}$$

und Feld 2 nach allen möglichen vorwärts- und rückwärtslaufenden geführten Wellenleitermoden  $\mathbf{E}_\nu$  entwickelt:

$$\mathbf{E}_{2t} = \sum_{\nu} (a_{\nu}(z) + b_{\nu}(z)) \mathbf{E}_{t\nu} \quad , \quad \mathbf{H}_{2t} = \sum_{\nu} (a_{\nu}(z) - b_{\nu}(z)) \mathbf{H}_{t\nu} \quad (\text{B.12})$$

$\mathbf{E}_{2t}$  und  $\mathbf{H}_{2t}$  bezeichnen hier die transversalen Feldanteile. Die veränderlichen Amplituden  $a_{\nu}(z)$  der vorwärtslaufenden und  $b_{\nu}(z)$  rückwärtslaufenden Modenfelder beinhalten noch eine schnelle  $z$ -Abhängigkeit. Durch Einsetzen dieser Felder in (B.11), Ausführung der Differenziation  $\partial/\partial z$  und Ausnutzung der Orthogonalität

$$\frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_{t\mu} \times \mathbf{H}_{t\nu}^* = P_{\mu} \delta_{\mu\nu} \quad (\text{B.13})$$

der geführten Modenfelder, wobei  $P_{\mu}$  die in der  $\mu$ -ten Mode geführte Leistung ist [55], erhält man

$$\frac{da_{\mu}(z)}{dz} - i\beta_{\mu}a_{\mu}(z) = \frac{i\omega}{4P_{\mu}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{P}_{st} \cdot \mathbf{E}_{\mu}^* dx dy \quad (\text{B.14})$$

Analog gilt für die rückwärtslaufenden Feldanteile:

$$\frac{db_{\mu}(z)}{dz} + i\beta_{\mu}b_{\mu}(z) = -\frac{i\omega}{4P_{\mu}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{P}_{st} \cdot \mathbf{E}_{-\mu}^* dx dy \quad (\text{B.15})$$

Hierbei bezeichnet  $\mathbf{E}_{-\mu}$  das Feld der in die negative  $z$ -Richtung laufende Wellenleitermode. Durch Einführung der langsamen Amplituden  $A_{\mu}(z), B_{\mu}(z)$  und Abspalten der schnellen Anteile  $\exp(i\beta_{\mu}z)$  für die Amplituden  $a_{\mu}(z), b_{\mu}(z)$

$$a_{\mu}(z) = A_{\mu}(z)e^{i\beta_{\mu}z} \quad , \quad b_{\mu}(z) = B_{\mu}(z)e^{-i\beta_{\mu}z}$$

ergibt sich weiter:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{\mu}(z)}{dz} &= \frac{i\omega}{4P_{\mu}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{P}_{st} \cdot \mathbf{E}_{\mu}^* e^{-i\beta_{\mu}z} dx dy \\ \frac{dB_{\mu}(z)}{dz} &= -\frac{i\omega}{4P_{\mu}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{P}_{st} \cdot \mathbf{E}_{-\mu}^* e^{i\beta_{\mu}z} dx dy \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Diese Bewegungsgleichungen sind exakt, da noch keine Näherung eingeflossen ist.

## B.3 Lineare Störpolarisation

Durch Einschreiben eines Gitters in die Faser wird an manchen Stellen die Brechzahl lokal erhöht und erzeugt somit eine Störung der Wellenleitergeometrie bezüglich  $\epsilon$ . Die Abweichung

$\Delta\epsilon(x, y, z)$  von der ungestörten Dielektrizitätsverteilung  $\epsilon(x, y)$  führt, bei einem linearen Ansatz, zu einer Störpolarisation

$$\mathbf{P}_{st} = \Delta\epsilon \mathbf{E}$$

proportional zum geführten Feld  $\mathbf{E}$  des Wellenleiters. Durch die Modenentwicklung (B.12) spaltet sich die Polarisation in einen transversalen Anteil

$$\mathbf{P}_t = \Delta\epsilon \mathbf{E}_t = \Delta\epsilon \sum_{\nu} (a_{\nu}(z) + b_{\nu}(z)) \mathbf{E}_{t\nu}$$

und einen longitudinalen Anteil  $P_z = \Delta\epsilon E_z$  auf. Aus (B.2) folgt damit:

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t = i\omega(\epsilon_0\epsilon + \Delta\epsilon)E_z \quad (\text{B.17})$$

Somit kann  $P_z$  umgeschrieben werden auf:

$$P_z = \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_0\epsilon + \Delta\epsilon} \frac{1}{i\omega} \nabla_t \times \mathbf{H}_t \quad (\text{B.18})$$

$$= \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_0\epsilon + \Delta\epsilon} \frac{1}{i\omega} \sum_{\nu} (a_{\nu}(z) - b_{\nu}(z)) \nabla_t \times \mathbf{H}_{t\nu} \quad (\text{B.19})$$

$$= \frac{\Delta\epsilon \cdot \epsilon_0\epsilon}{\epsilon_0\epsilon + \Delta\epsilon} \sum_{\nu} (a_{\nu}(z) - b_{\nu}(z)) E_{z\nu} \quad (\text{B.20})$$

Einsetzen dieser Stör-Polarisation in Gleichung (B.16) liefert

$$\begin{aligned} \frac{dA_{\mu}(z)}{dz} &= \frac{i\omega}{4P_{\mu}} \iint \sum_{\nu} \left[ (a_{\nu}(z) + b_{\nu}(z)) \Delta\epsilon \mathbf{E}_{t\nu} \cdot \mathbf{E}_{t\mu}^* \right. \\ &\quad \left. + (a_{\nu}(z) - b_{\nu}(z)) \frac{\Delta\epsilon \cdot \epsilon_0\epsilon}{\epsilon_0\epsilon + \Delta\epsilon} E_{z\nu} \cdot E_{z\mu}^* \right] e^{-i\beta_{\mu}z} dx dy \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

### B.3.1 Modenkopplung bei 2 Fasern

Beschränkt man sich nun auf die Kopplung zweier Moden in einer schwach führenden Faser, so gehen in die Entwicklung (B.12) nur die transversalen, nach (B.13) normierten Felder  $\mathbf{e}_{t1}(x, y)$  und  $\mathbf{e}_{t2}(x, y)$  der beiden beteiligten Eigenmoden 1 und 2 der ungestörten Faser ein:

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = (A_1(z)e^{i\beta_1 z} \mathbf{e}_{t1}(x, y) + A_2(z)e^{i\beta_2 z} \mathbf{e}_{t2}(x, y))e^{-i\omega t} \quad (\text{B.22})$$

wobei  $A_k(z)$  die langsam veränderlichen Modenamplituden der Moden  $k=1,2$  und  $\beta_k$  die dazugehörigen Modenausbreitungskoeffizienten sind. Typischerweise ist Mode 1 die Kernmode und Mode 2 eine Mantelmode. Eine periodische Brechzahlmodulation verkoppelt die orthogonalen Moden miteinander und, für den Fall zweier in Vorwärtsrichtung (+z-Richtung) laufender

Moden, erhält man aus (B.21) zwei gekoppelte Feldgleichungen der langsam veränderlichen Amplituden  $A_k(z)$ :

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = iA_1(z)(K_{11}^t + K_{11}^z) + iA_2(z)(K_{21}^t + K_{21}^z)e^{i(\beta_2 - \beta_1)z} \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = iA_1(z)(K_{12}^t + K_{12}^z)e^{i(\beta_1 - \beta_2)z} + iA_2(z)(K_{22}^t + K_{22}^z), \quad (\text{B.24})$$

wobei die transversale Kopplungskonstante  $K_{kj}^t$  gegeben ist durch

$$K_{kj}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\epsilon(x, y, z) \mathbf{e}_{tk}(x, y) \mathbf{e}_{tj}^*(x, y) dx dy \quad (\text{B.25})$$

und die longitudinale Kopplungskonstante  $K_{kj}^z(z)$  durch

$$K_{kj}^z(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \frac{\Delta\epsilon \cdot \epsilon_0 \epsilon}{\epsilon_0 \epsilon + \Delta\epsilon} e_{zk}(x, y) e_{zj}^*(x, y) dx dy. \quad (\text{B.26})$$

Die longitudinale Kopplungskonstante  $K_{kj}^z(z)$  wird im Weiteren aber vernachlässigt, da sie bei schwach führenden Fasern durch die sehr kleine longitudinale Feldkomponenten  $e_z$  der Modenfelder viel kleiner als  $K_{kj}^t$  ist [26].

### B.3.2 Bewegungsgleichungen bei harmonischen Brechzahlgittern

Bei UV-induzierten Brechzahlgittern bezeichnet  $\Delta\epsilon$  die durch UV-Bestrahlung im Faserkern erzeugte Änderung der Permissivität. Ist die damit verbundene Brechzahländerung  $\Delta n_g$  klein im Vergleich zur effektiven Brechzahl  $n_{01}$  der geführten Moden ( $\Delta n_g \ll n_{01}$ ), so kann

$$\Delta\epsilon = \epsilon_0 \{ (n(x, y) + \Delta n_g(x, y, z))^2 - n(x, y)^2 \} \approx 2\epsilon_0 n_{01} \Delta n_g \quad (\text{B.27})$$

gesetzt werden. Bei homogenem Gitter besteht die UV-induzierte Brechzahländerung aus einer längs der Faser modulierten Komponente und einer transversalen (homogenen) Verteilung. Im allgemeinen Fall ist die Störung  $\Delta n_g(x, y, z)$  unabhängig vom transversalen Profil  $n(x, y)$  der Faser. Im Folgenden wird jedoch davon ausgegangen, dass die UV-induzierte Brechzahl-anhebung proportional zum normierten, dotierungsbedingten, transversalen Brechzahlprofil  $\Delta \hat{n}(x, y)$  ist. Der Einfachheit halber wird zudem die Störung  $\Delta n_g$  nun als cosinusförmig angesetzt.

$$\Delta n_g(x, y, z) = \left\{ \Delta n_{DC}(z) + \Delta n_{AC}(z) \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \Delta \hat{n}(x, y) \quad (\text{B.28})$$

Die reellwertigen Funktionen  $\Delta n_{DC}(z)$  und  $\Delta n_{AC}(z)$  beschreiben eine langsame Variation der Brechzahl-anhebung bzw. -modulationsamplitude.  $\phi(z)$  beschreibt eine mögliche Phase. Im Fall eines homogenen Gitters sind  $\Delta n_{DC}$  und  $\Delta n_{AC}$  konstant und beschreiben die maximale Anhebung bzw. Amplitude.

Durch die Definition dreier neuer Koeffizienten

$$\kappa_{ij}^{DC}(z) = 2\Delta n_{DC}(z)\eta_{ij} \quad (\text{B.29})$$

$$\kappa_{ij}^{AC}(z) = \Delta n_{AC}(z)\eta_{ij} \quad (\text{B.30})$$

$$\eta_{ij} = \frac{\omega n_{01}}{4} \iint_{\text{Kern}} \Delta \hat{n}(x, y) \mathbf{e}_{ti}(x, y) \mathbf{e}_{ij}^*(x, y) dx dy \quad (\text{B.31})$$

mit  $\kappa_{ij}^{DC}(z)$  einem „DC“- (gemittelten) Kopplungskoeffizient,  $\kappa_{ij}^{AC}(z)$  einem „AC“-Kopplungskoeffizient und  $\eta_{ij}$  dem Überlappintegral aus den Modenfeldern, gewichtet mit der transversalen Brechzahlstörung. Damit werden die Kopplungskoeffizienten  $K_{ij}^t$  in (B.23) und (B.24) zu:

$$K_{ij}^t(z) = \frac{\epsilon_0}{2} \kappa_{ij}^{DC}(z) + \epsilon_0 \kappa_{ij}^{AC}(z) \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \quad (\text{B.32})$$

Nach Einsetzen von (B.32) in (B.23) und (B.24) unter Vernachlässigung der longitudinalen Komponenten  $K_{ij}^z$  erhält man

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = iA_1(z)\kappa_{11}^{DC}(z) + iA_2(z)\kappa_{21}^{AC}(z)e^{-i(\Delta\beta - \frac{2\pi}{\Lambda})z + i\phi(z)} \quad (\text{B.33})$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = iA_1(z)\kappa_{12}^{AC}(z)e^{i(\Delta\beta - \frac{2\pi}{\Lambda})z + i\phi(z)} + iA_2(z)\kappa_{22}^{DC}(z) \quad (\text{B.34})$$

Hierbei wurden nur Terme der rechten Seite in (B.23) und (B.24) berücksichtigt, deren Exponentialterme langsam veränderlich sind (synchrone Approximation) d.h.  $\Delta\beta - 2\pi/\Lambda \approx 0$  mit  $\Delta\beta \equiv \beta_1 - \beta_2$ . Alle anderen Terme oszillieren schnell und tragen somit nicht zur langsamen Entwicklung der  $A_i(z)$  bei. Bei Definition von  $\delta \equiv (\beta_1 - \beta_2)/2 - \pi/\Lambda$ ,  $A_1(z) = \bar{A}_1(z) \exp[-i\delta z + i\phi(z)]$  und  $A_2(z) = \bar{A}_2(z) \exp[i\delta z - i\phi(z)]$  werden (B.33) und (B.34) zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{A}_1(z)}{dz} &= i(\delta + \kappa_{11}^{DC}(z) - \frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz}) \bar{A}_1(z) + i\kappa_{21}^{AC}(z) \bar{A}_2(z) \\ \frac{d\bar{A}_2(z)}{dz} &= i\kappa_{12}^{AC}(z) \bar{A}_1(z) - i(\delta - \kappa_{22}^{DC}(z) - \frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz}) \bar{A}_2(z) \end{aligned}$$

Durch die Substitution  $\bar{A}_1(z) = R(z) \exp[i(\kappa_{11}^{DC} + \kappa_{22}^{DC})z/2]$  und  $\bar{A}_2(z) = S(z) \exp[i(\kappa_{11}^{DC} + \kappa_{22}^{DC})z/2]$  ergibt sich bei längs-homogenem Gitter ( $\Delta n_{DC,AC} = \text{const.}$ ) eine weitere Vereinfachung:

$$\frac{dR(z)}{dz} = i\sigma R(z) + i\kappa_{21}^{AC} S(z) \quad (\text{B.35})$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = -i\sigma S(z) + i\kappa_{12}^{AC} R(z) \quad (\text{B.36})$$

mit einem verallgemeinerten Selbstkopplungskoeffizienten

$$\sigma \equiv \delta + \frac{\kappa_{11}^{DC} - \kappa_{22}^{DC}}{2} - \frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz}. \quad (\text{B.37})$$

$R(z)$  und  $S(z)$  sind die langsam veränderlichen komplexen Amplituden der gesuchten Felder. Bei reeller Brechzahl und reellen transversalen Feldern gilt  $\kappa_{12}^{AC} = \kappa_{21}^{AC*} = \kappa$ . Die Bewegungsgleichungen (B.35) zeigen, dass die Kopplung zwischen Kern- und Mantelmode durch den Kreuzkopplungskoeffizienten  $\kappa$  bewirkt wird. Der Selbstkopplungskoeffizient  $\sigma$  koppelt die Moden mit sich selbst. Maximale Kopplung erfolgt, wenn  $\sigma = 0$ . Bei einem homogenen Gitter mit  $\Delta n_{DC} = 0$  und  $\phi = 0$ , wird die maximale Überkopplung erreicht, wenn  $\delta = 0$  und damit  $\Delta\beta - 2\pi/\Lambda = 0$  gilt. Letzteres ist gerade die für LPFG gültige Resonanzbedingung. Bemerkenswert ist, dass die Terme  $\delta, \kappa_{11}^{DC} - \kappa_{22}^{DC}, d\phi(z)/dz$  in (B.37) vollkommen gleichberechtigt in den gekoppelten Gleichungen auftreten. So ist z.B. der Effekt einer lokalen Brechzahlanhebung nicht von den Auswirkungen eines Chirps mit  $d\phi(z)/dz = \kappa_{22}^{DC} - \kappa_{11}^{DC}$  zu unterscheiden.

### B.3.3 Lösung der Bewegungsgleichungen für ein homogenes Gitter

Für ein längs-homogenes Gitter sind  $\sigma$  und  $\kappa$  Konstanten. Die Gleichungen (B.35) und (B.36) besitzen somit unter der Anfangsbedingung  $R(0) = R_0$  und  $S(0) = S_0$  die allgemeine Lösung [109]:

$$R(z) = (\cos[\gamma z] + i\frac{\sigma}{\gamma} \sin[\gamma z])R_0 + i\frac{\kappa}{\gamma} \sin[\gamma z]S_0 \quad (\text{B.38})$$

$$S(z) = i\frac{\kappa}{\gamma} \sin[\gamma z]R_0 + (\cos[\gamma z] - i\frac{\sigma}{\gamma} \sin[\gamma z])S_0 \quad (\text{B.39})$$

mit  $\gamma = \sqrt{\sigma^2 + \kappa^2}$ . Werden als Anfangsbedingung eine einlaufende Kernmode ( $R_0 = 1$ ) und keine Anregung der Mantelmode ( $S_0 = 0$ ) angenommen, so ergibt sich für die Transmission im Kern:

$$T_K(z) = \frac{|R(z)|^2}{|R_0|^2} = \cos^2[\gamma z] + \frac{1}{1 + \frac{\kappa^2}{\sigma^2}} \sin^2[\gamma z] \quad (\text{B.40})$$

und für die Überkopplung in den Mantel

$$T_X(z) = \frac{|S(z)|^2}{|R_0|^2} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma^2}{\kappa^2}} \sin^2[\gamma z] \quad (\text{B.41})$$

Für herkömmliche LPFG treten die hier beschriebenen 2-Modenresonanzen spektral separiert auf. Dabei kann jede Resonanz der Kernmode mit der  $i$ -ten Mantelmode durch die hier abgeleiteten Bewegungsgleichungen mit den Größen  $\delta, \sigma, \kappa$  einzeln betrachtet werden. Die dabei relevanten Größen leiten sich aus den hier eingeführten ab, in dem für jeden Index 1 die für die Kernmode relevanten Größen (z.B.  $\beta_1 = \beta_{01}$ ) und für den Index 2 die entsprechenden Größen der  $i$ -ten Mantelmode eingesetzt werden (z.B.  $\beta_2 = \beta_{02}^{(1)}$ ). In diesem Sinne sind die in der Arbeit immer wieder auftauchenden Größen  $\delta_i, \sigma_i, \kappa_i$  zu verstehen.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten:

Name: Christian Albert Véron  
Geburtsdatum: 11. Mai 1967  
Geburtsort: Karlsruhe, Baden-Württemberg

## Schulbildung:

**1973 - 1977** Johann-Rupprecht-Grundschule, Rheinstetten-Forchheim

**1977 - 1986** Walahfrid-Strabo-Gymnasium, Rheinstetten-Mörsch

**Juni 1986** Abitur

## Wehrdienst:

**1986-1987** 5./ Panzergrenadierbataillon 142, Neustadt (Hessen)

## Universität:

**1987 - 1994** Physikstudium an der Universität Karlsruhe (TH)

**1991 - 1993** Auslandsstudium an der Université Joseph Fourier, Grenoble/Frankreich

**1992** Erhalt des Diplôme d'Etudes Approfondies (D.E.A.)

**1993** Erhalt des Diplôme d'Université Européen d'Initiation à la Recherche

**1994** Diplom in Physik

**seit 1995** Promotionsstudent der Friedrich-Schiller-Universität Jena

## Forschungstätigkeit:

**1995 - 1997** wiss. Mitarbeiter am Institut für Festkörpertheorie und theoretische Optik, Universität Jena im Rahmen des Innovationskolleg „Optische Informationstechnik“

**seit 1997** wiss. Mitarbeiter am Institut für Physikalische Hochtechnologie e.V. Jena  
Themen: langperiodische Fasergitter (INK1/B1), Faser-Bragg-Gitter (FAGS), „Dispersion-Slope-Matched“ Faserpaare (FiberCore Jena)

Jena, den 25. April 2002

Christian A. Véron

# Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quellen gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 25. April 2002

Christian A. Véron



# Danksagung

Ich danke meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Bartelt für die Betreuung dieser Arbeit und für seine fachlichen Hilfestellungen.

Herrn Prof. Dr. E. Brinkmeyer und Herrn Prof. Dr. A. Tünnermann danke ich für die freundliche Übernahme der Koreferate.

Für die Regelung der finanziellen Dinge, die diese Arbeit begleitet haben, danke ich Herrn Dr. H.-R. Müller. Ihm sei auch für die Bereitstellung des Argon-Lasers gedankt.

Herrn Dr. J. Salm danke ich für die Anfertigung der RNF-Messungen und Frau C. Schmidt für die AFM-Messungen und AFM-Bilder.

Mein ausdrücklicher Dank geht an Herrn T. Pertsch, dessen numerischer Modenlöser den Grundstein für die eigenen Berechnungen gelegt hat. Gleichfalls möchte ich an dieser Stelle allen meinen ehemaligen Kollegen aus der Arbeitsgruppe Photonik für die nette Zeit am IFTO danken.

Weiterhin geht mein Dank an meinen ehemaligen Kollegen Herrn Dr. V. Hagemann, der mir bei den ersten Schritten im Fasergittergeschäft eine große Hilfe war. Auch meinem Kollegen Herrn M. Rothhardt möchte ich hier für seine anfängliche Hilfestellung beim Anfertigen der ersten Gitter danken.

Ein herzlicher Dank geht auch an Herrn Dr. U. Röpke und meinen ehemaligen Zimmerkollegen Herrn Dr. G. Sluyterman für die zahlreichen Korrekturen und die vielen wertvollen Hinweise bei der Durchsicht meiner Dissertation.

Allen Mitarbeitern des Bereiches Optik am IPHT danke ich für das stets gute Arbeitsklima, für Unterstützung, Diskussionen und mehr. Speziell sei den Kollegen M. Becker, A. Strauss und M. Teupser für die nette Nachbarschaft gedankt.

Den ehemaligen und jetzigen Mitgliedern meiner WG danke ich für die familiäre und nette Umgebung, die sie durch ihr Dasein geschaffen haben und in der ich mich stets vom Arbeitsalltag erholen konnte.

Danken möchte ich auch allen meinen Freunden, für die kleinen und großen Dinge, die das Leben und die Arbeit schöner gestalten; danke für die vielen netten und lustigen Emails!

Ein besonderer Dank geht schließlich an meine Eltern, für ihre kontinuierliche Unterstützung und große Geduld auf dem langen und mühsamen Weg, den die Anfertigung einer solchen Arbeit darstellt.